

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Jacques Pierre DELPONT

PREMIÈRE THÈSE

Influence du flux de chaleur et de la nature du gaz
sur les coefficients d'échange
et le frottement dans un tube cylindrique lisse

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 18 décembre 1962 devant la Commission d'Examen

MM. FORTIER

Président

BRUN

COMOLET

} Examineurs

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

Jacques Pierre DELPONT

PREMIÈRE THÈSE

Influence du flux de chaleur et de la nature du gaz
sur les coefficients d'échange
et le frottement dans un tube cylindrique lisse

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 18 décembre 1962 devant la Commission d'Examen

MM. FORTIER

Président

BRUN

COMOLET

Examineurs



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure	Mme LELONG	T Mathématiques (E.N.S.)
DE BROGLIE	T Théories physiques	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.)
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées	COTTE	T Physique électricité
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	DUBOIS J.E.	T Chimie organique
PREVOST	T Chimie organique	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.)
CHAUDRON	T Chimie appliquée	MICHEL A.	T Chimie Minérale (Orsay)
WYART	T Minéralogie et Cristallog.	OLMER	T Energétique générale
TEISSIER	T Zoologie	ROUAULT	T Electricité (Orsay)
MANGENOT	T Biologie Vég. (Orsay)	GAUTHIER	T Mécanique appliquée
AUGER	T Physique quantique et Relativité	BARCHEWITZ	T Chimie Physique
MONNIER	T Physiologie Générale	BROSSEL	T Physique atomique
PIVETEAU	T Paléontologie	BUSER	T Physiologie comparée
ROCARD	T Physique (E.N.S.)	CAMUS	T Physiologie Vég. BMPV
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.)	CASTAING	T Physique (Orsay)
LAFFITTE	T Chimie générale	CURIEN	T Minéral. et Cristallog.
FAVARD	T Géométrie supérieure	MOYSE	T Physiologie Vég. (Orsay)
COULOMB	T Physique du Globe	NOIROT	T Evolution des Etres Org.
Mlle COUSIN	T Biologie Animale (SPCN)	PANNETIER	T Chimie générale (Orsay)
CHRETIEN	T Chimie minérale	POSSOMPES	T Zoologie
DRACH	T Zoologie	PULLMANN	T Chimie théorique
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	TEILLAC	T Physique Nucl. et Radio-activité
EPHRESSI	T Génétique	TONNELAT	T Biologie Physico-chim.
RIVIERE	T Géologie SPCN et sédim.	VILLE	T Econométrie
GAUTHERET	T Biologie Vég. (P.C.B.)	WILLELMART	T Chimie (P.C.B.)
LUCAS R.	T Recherches Physiques	DODE	T Chimie (Orsay)
THOMAS A.	T Biologie cellulaire	FREYMAN	T Recherches Physiques
ARNULF	T Optique appliquée.	GUINCHET	T Biol. Vég. SPCN (Orsay)
MORAND	T Physique Enseignement	ROLLET	T Chimie (P.C.B.)
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.)	Mlle JOSIEN	T Chimie S.P.C.N.
FORTIER	T Mécanique exp. des Fluides	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes
DANJON	T Astronomie	ARNOULT	T Electronique (Orsay)
PETIT	T Biologie maritime	CHAPELLE	T Physique (Orsay)
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique	DELANGE	T Mathématiques (Orsay)
GALLIEN	T Embryologie	DENY	T Mathématiques Gén. Orsay
EICHHORN	T Botanique	GERMAIN	T Mécan. théor. des fluides
DE CUGNAC	T Biologie Végétale (SPCN)	LUCAS G.	T Géologie
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique	ALLARD	T Chimie Physique
THELLIER	T Physique du Globe	BERTHELOT	T Phys. Fondamentale des Hautes Energies (Orsay)
L'HERITIER	T Biologie Générale (Orsay)	BRICART	T Météorologie et phys. de l'atmosphère.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay)	Mme ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie
PONCIN	T Mécanique Générale	FRIEDEL	T Physique des Solides (Ors)
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des Nombres	M. JULIA	T Etudes des Moléculaires naturelles complexes
QUELET	T Chimie Organique	LENDER	T Biol. Animale (SPCN) Orsay
CAGNIARD	T Géophysique appliquée	MAGAT	T Physico-chimie des radioéléments
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire	Mlle QUINTIN	T Electrochimie
CUVILLIER	T Micropaléontologie	MONOD	T Chimie du métabolisme
JUNG	T Pétrographie	BENOIT	T Physiol. Anim. (Orsay)
TRILLAT	T Microscopie et diffract.	DE POSSEL	T Analyse numérique
WIEMANN	T Chimie organique et struc.	CHARLOT	T Chimie analytique
JACQUINOT	T Spectroscopie et physique céleste (Orsay)	HAUSSINSKY	T Radiochimie
VASSY	T Physique de l'atmosphère	LEMEE	T Physiol. Vég. BMPV (Orsay)
DESTOUCHES	T Théories Physiques	GUERIN	T Chimie M.P.C. (Orsay)
AMIEL	T Chimie générale	CHATELET M.	T Chimie (P.C.B.)
HOCART	T Minéralogie et Cristallog.	JEAN	T Physique Nucléaire (Orsay)
J. P. MATHIEU	T Physique (Optique)	MATTLER	T Physique S.P.C.N.
COUTEAUX	T Biologie animale (P.C.B.)	MICHEL L.	Phys. Théor. des Htes Energies (Orsay)
MAY	T Zoologie (Orsay)	BERGERARD	T Zoologie (Orsay)
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie	BERTIN	T Electronique (Orsay)
FELDMANN	T Biologie Végétale marine	BOUSSIÈRES	T Chimie des Radioéléments (Orsay)
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay)	Mme COUTURE	T Thermodynamique et Méc. Physique
JOST	T Physiologie comparée	ELLENBERGER	T Géologie appl. s/le terr.
FORTET	T Calcul des Probabilités et Physique mathématique	FRANC	T Biol. Animale (P.C.B.)
SCHWARTZ	T Calcul diff. et Intégral	SCHNELL	T Botanique tropicale (Orsay)
CHOUARD	T Physiologie Végétale	STOLKOWSKI	T Physiologie générale
MALAVARD	T Aviation (Techn. Aéronaut.)	ACHER	T Chimie Biol. (Orsay)
BRELOT	T Calcul diff. et intégral.	BAUDIN	T Biologie animale P.C.B.
NORMANT	T Synthèse organique générale	BEAUMONT	T Biologie animale SPCN
BENARD	T Chimie Minérale	BLAMONT	T Géophysique Ionosphère
BUVAT	T Botanique (E.N.S.)	BOURREAU	T Botanique
DIGUE	T Statistiques Mathématiques	CURIE D.	Physique (M.G.P.)
SOULAIRAC	T Psychophysiologie	DURAND-DELGA	T Géologie
ULRICH	T Physiologie Végétale	FRON	T Chimie organique (Orsay)
MARECHAL	T Optique théorique et Appl.	HELLER	T Physiologie végétale
KIRRMANN	T Théories Chimiques	TORTRAT	T Calcul des Probabilités
CHADEFAUD	T Botanique	CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)
Mlle LE BRETON	T Physiologie de la nutri.	MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)
SALEM	T Mathématiques générales	DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appl. à la Chim. Théor. et à la Phys. Nucléaire
LELONG	T Appl. de l'analyse à la géométrie	Mlle FOURCHOY	T Biol. Végétale (SPCN)
DEVILLERS	T Anatomie et Histologie Comp.	Mme CHOQUET-BRUHAT	T Méc. Analytique et Méc. céleste
EHRESMANN	T Topologie Algébrique	Mlle VEIL	T Physiologie Générale
FRANCON	T Physique (S.P.C.N.)	LWOFF	T Microbiologie
GLANGEAUD	T Géographie phys. et Géologie dynamique	SIESTRUNCK	T Mécan. Phys. et Expér.
GODEMENT	T Mathématiques (M.P.C.)	LACOMBE	T Métallur. des métaux Nucl.
PISOT	T Tech. Mathém. de la Phys.	BROCHARD	T Physique P.C.B. (Orsay)
ROCH	T Géologie	CABANNES	T Mécanique générale
SCHATZMAN	T Astrophysique	LESEUR	T Mathématiques MPC (Orsay)
TERMIER	T Paléontologie stratig.	MAZET	T Mécanique générale (Orsay)
ZAMANSKY	T Mathématiques générales	CAIRE	T Géographie phys. et Géol. Dynamique
LENNUIER	T Physique (M.G.P.)	COMOLET	T Mécanique des Fluides
RIZET	T Génétique (Orsay)	CORABOEUF	T Physiologie Animale
ROUTHIER	T Géologie appliquée	DELLOUE	T Physique de l'exosphère
Mme TONNELAT	T Physique Théorique	GORENFLOT	T Botanique II (Orsay)
DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.)	HOULLON	T Biologie Animale P.C.B.
SOUCIAY	T Chimie générale	JULLIEN J.	T Chimie P.C.B.
AGRAIN	T Electrotechnique gén.	MALGRANGE	T Tech. Math. de la Phys.
BRUSSET	T Chimie systématique	OLIVIER	T Antropologie
M. LEVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay)	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
Mme CHAD	T Chimie biologique	BLANC-LAPIERRE	T Physique ENS. (Orsay)
Mme HUREL-PY	T Biologie Végétale (PCB)	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay)
PIAUX	T Chimie (M.P.C.)	KAHANE	T Mathématiques (Orsay)
BRUN	T Mécan. théorique des Fluides	SAMUEL	T Mathématiques ENS féminine
LEDERER	T Chimie biologique	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay)
Mme DUBREIL	T Mathém. (Agrégation)	THIRY	T Mécanique céleste

Secrétaire Général R. POULLAIN

TABLEAU DES SYMBOLES ET NOTATIONS UTILISES AU COURS DE L'OUVRAGE

Tableau des indices

- e = à la paroi extérieure du tube
- i = à la paroi intérieure du tube
- o = dans la section d'entrée du tube, d'abscisse $Z = 0$, dite "section de référence".
- z = dans une section de mesure d'abscisse Z .
- m = à la température moyenne de mélange du gaz
- x = à la température de film T_x
- 0,4 = à la température de film $T_{0,4}$
- q = débit masse du gaz dans le tube (t/s)
- T_o = température totale d'entrée du gaz ($^{\circ}\text{K}$)
- I = intensité du courant électrique dans le tube (kA)

Section de mesure.

- Z = abscisse d'une section de mesure comptée à partir de la section d'entrée (m)
- D ou D_i = diamètre intérieur du tube de mesure (m)
- s = section de passage du gaz (m^2)
- T_m = température moyenne de mélange du gaz ($^{\circ}\text{K}$)
- T_p ou T_i = température de la paroi intérieure du tube ($^{\circ}\text{K}$)
- T_x = $T_m + x (T_p - T_m)$ température dite "de film" ($^{\circ}\text{K}$)
[avec $x = 0,4$ $T_{0,4} = T_m + 0,4 (T_p - T_m)$]
- p = pression statique du gaz (pièzes)
- ρ = masse volumique du gaz (t/m^3)
- C_p = chaleur spécifique à pression constante du gaz (kJ/t, $^{\circ}\text{K}$)
- μ = viscosité absolue du gaz (MTS)
- λ = conductibilité thermique du gaz (kW/m, $^{\circ}\text{K}$)
- $V_m = \frac{q}{\rho_m s}$ vitesse moyenne du gaz (m/s)
- $\left(\frac{\Delta V}{\Delta Z}\right)_z$ = différence de potentiel par unité de longueur du tube de mesure dans une section d'abscisse Z (V/m)
- $\left(\frac{\Delta W}{\Delta Z}\right)_z$ = puissance électrique dissipée par unité de longueur du tube dans une section d'abscisse Z (kW/m)

h_z = coefficient local d'échange de chaleur paroi-gaz dans une section d'abscisse Z (kW/m², °K).

Nombres sans dimension.

$$Re_o = \frac{\rho_o V_o D_o}{\mu_o} \quad \text{nombre de Reynolds dans la section d'entrée}$$

$$\left. \begin{aligned} Re_m &= \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} \\ Re_x &= \frac{\rho_x V_m D}{\mu_x} \\ Re_{o,u} &= \frac{\rho_{o,u} V_m D}{\mu_{o,u}} \end{aligned} \right\} \text{nombre de Reynolds dans une section de mesure}$$

$$Nu_m = \frac{h_z D}{\lambda_m} \quad \text{nombre de Nusselt dans une section de mesure}$$

$$\left. \begin{aligned} Nu_x &= \frac{h_z D}{\lambda_x} \\ Nu_{o,u} &= \frac{h_z D}{\lambda_{o,u}} \\ Nu_o &= \frac{h_z D_o}{\lambda_o} \end{aligned} \right\} \text{nombres de Nusselt dans une section de mesure}$$

$$M_m = \frac{h_z}{\rho_m V_m C_{p_m}} \quad \text{nombre de Margoulis dans une section de mesure}$$

$$\left. \begin{aligned} P_m \\ P_x \\ P_{o,u} \end{aligned} \right\} \text{nombres de Prandtl dans une section de mesure}$$

β coefficient de répartition de quantité de mouvement

f_o coefficient de frottement en écoulement isotherme

f coefficient de frottement en écoulement non isotherme.

INTRODUCTION

L'étude que nous présentons a été réalisée par le Service des Etudes Mécaniques et Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay pour répondre à certaines préoccupations particulières concernant la précision et le domaine de validité des formules prévisionnelles utilisées pour le calcul des échanges de chaleur, en se plaçant dans le cas simple du tube cylindrique lisse.

Elle fait suite à une première étude exécutée dans le même but en 1957 ; cette étude portait sur un tube en acier inoxydable de 40 mm de diamètre intérieur, 55 mm de diamètre extérieur et 6 m de long environ, usiné intérieurement et extérieurement ; ce tube s'étant révélé fortement rugueux aux nombres de Reynolds réalisés, un tube semblable mais soigneusement rodé, l'avait remplacé.

Un calcul [19] ⁽¹⁾ montrait qu'il était possible de calculer le nombre de Margoulis M_m ⁽²⁾ en fonction du coefficient de frottement f ; appliqué à l'air, il donnait : $M_m = 1,150 \frac{f}{2}$ pour $Re_m = 50\,000$, $M_m = 1,125 \frac{f}{2}$ pour $Re_m = 200\,000$ et $M_m = 1,103 \frac{f}{2}$ pour $Re_m = 1\,000\,000$; les résultats d'essais confirmaient ces ordres de grandeur mais donnaient un rapport $M/\frac{f}{2}$ pratiquement constant et égal à 1,13 avec des flux de chaleur peu élevés.

La précision atteinte lors de ces essais était suffisante pour faire apparaître un effet du flux de chaleur et une formulation permettant d'en tenir compte était proposée :

$$M_m = 1,13 \frac{f_0}{2} \left(1 - 0,1 \frac{T_p - T_m}{T_m} \right) \quad [20]$$

f_0 désignant le coefficient de frottement du tube lisse en écoulement isotherme.

Nous avons repris, et modifié dans le sens d'une plus grande précision des mesures, les éléments qui constituaient cette première cellule d'essais, afin d'étudier de façon plus approfondie l'influence du flux de chaleur sur les coefficients d'échange de chaleur. Nous avons pensé que la précision atteinte permettrait de faire apparaître également l'influence de la nature du gaz ; les essais ont été conduits avec de l'air, puis avec du gaz carbonique.

Enfin, nous avons tenté de faire apparaître également, et de chiffrer, la variation du coefficient de frottement en fonction de ces différents paramètres.

Les exigences de l'aéronautique et de l'énergie atomique ont donné, ces quinze dernières années, une grande impulsion aux études d'échanges de chaleur dans les fluides, et entre corps solides et fluides, aux flux et températures élevés, ou aux grandes vitesses, ainsi qu'à la recherche de hauts coefficients d'échange et à la prévision, aussi précise que possible, de ceux-ci.

Un certain nombre de schématisations, issues d'études à caractère théorique, ont été proposées [4] [6] [9] [11] [14] [15] [18] [19] [28]. Elles font apparaître l'influence du rapport de la température de paroi à la température du fluide T_p/T_m (ce facteur pouvant être mis sous la forme $(T_p - T_m)/T_p$ ou $(T_p - T_m)/T_m$, ou être contenu de façon implicite dans une température dite "de film", ou dans

(1) Les chiffres entre crochets renvoient au tableau des références (Bibliographie - à la fin de l'ouvrage).

(2) Pour les notations, se reporter au tableau des notations et symboles utilisés (au début de l'ouvrage).

un paramètre de flux tel que le paramètre β utilisé par R.G. Deissler et qui est à peu de chose près proportionnel à $(T_p - T_m)/\sqrt{T_p T_m}$. Elles montrent également ce que l'on peut attendre de fortes variations du nombre de Prandtl du fluide, lorsqu'on passe, par exemple, d'un gaz à un liquide tel que l'eau ou à des huiles.

Ces études, qui reposent sur certaines hypothèses portant sur la diffusion des quantités de chaleur et des quantités de mouvement, sur des modèles de couches limites, sur l'invariance de certaines propriétés du fluide, ont le mérite de montrer comment des paramètres comme le nombre de Prandtl ou le flux thermique peuvent modifier les coefficients d'échange, dans quel sens ils agissent, mais ne donne qu'un ordre de grandeur sommaire de cette action. On doit avoir recours à l'expérience pour préciser les ordres de grandeur et vérifier ainsi, après coup, la validité des hypothèses énoncées.

Il n'existe pas à notre connaissance, d'études à caractère théorique mettant en évidence l'influence de la nature du gaz sur les échanges de chaleur. Les gaz présentent des nombres de Prandtl qui varient peu et restent voisins de 0,7 ou 0,8 ; leur nature influe cependant sur les coefficients d'échange, ou sur les formules de corrélation utilisées, ainsi qu'il ressort d'études suffisamment précises [27] et qu'il apparaîtra au cours de la présente étude. Les expérimentateurs, d'une façon générale, se sont contentés de vérifier que des gaz courants tels que l'air, le gaz carbonique, l'hydrogène ou l'hélium conduisent à peu de chose près, aux mêmes corrélations.

L'influence du flux de chaleur (et à fortiori de la nature du gaz) sur les coefficients de frottement paraît encore plus mal connue. Le problème devient extrêmement complexe sur le plan théorique et soulève de multiples difficultés ; sur le plan expérimental, la mesure d'un coefficient de frottement est beaucoup plus délicate, et reste plus imprécise, que celle d'un coefficient d'échange de chaleur. Des corrélations ont été proposées cependant [5] [8] [9] [11] qui ne paraissent pas pleinement satisfaisantes. Nous avons abordé également cette question.

ETAT DES RECHERCHES ; POSITION DES EXPERIMENTATEURS.

Nous nous proposons d'étudier l'influence d'un paramètre donné (le flux thermique) sur un phénomène physique (l'échange de chaleur). La position généralement adoptée par les expérimentateurs consiste à faire varier le paramètre dans les plus larges limites possibles afin de chiffrer aisément son influence. Leurs études possèdent, de ce fait, des points communs caractéristiques :

- de fortes valeurs du flux thermique provoquent des températures de paroi élevées (1 500, 2 000 ou même 2 500°C) obligeant à utiliser des tubes de matériaux réfractaires difficiles à usiner et dont bien peu sont rectifiés (épaisseur mal connue) ;

- Les températures de sortie des gaz sont élevées ; elles interdisent une utilisation en circuit fermé et obligent à utiliser des tubes de petit diamètre pouvant être alimentés par une batterie de bouteilles, le gaz à la sortie étant rejeté à l'atmosphère ; ces tubes ont le plus souvent un diamètre voisin de 10 mm, toujours inférieur à 20 mm.

Desmon L.G. et Sams E.W. [5] (1) utilisent un tube de carbure de silicium de 19 mm de diamètre refroidi par de l'air, la température de paroi pouvant atteindre 1 100°C et le flux 190 watts/cm² ; puis un tube de platine [7] de 13,3 mm de diamètre pour lequel la température peut dépasser 1 400°C et le rapport T_p/T_m atteindre 3,55. Ils proposent

$$Nu_{0,5} = 0,023 Re_{0,5}^{0,8} P_{0,5}^{0,4} \quad (2) \text{ établie avec des nombres de Reynolds compris entre 1 000 et 300 000.}$$

Humble L.W., Lowdermilk W.H. et Desmon L.G. [8] reprenant le tube précédent et un tube en inconel de 10,2 mm de diamètre, portent le nombre de Reynolds à 500 000 et proposent :

$$Nu_{0,5} = 0,034 Re_{0,5}^{0,8} P_{0,5}^{0,4} \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,1}$$

Deissler R.G. et Eian E.S. [11] [12] avec un tube de 22,1 mm de diamètre montrent qu'on peut obtenir une bonne corrélation des résultats en évaluant les propriétés du gaz à la température "de film" $t_{0,4}$.

(1) Les chiffres entre crochets renvoient au tableau des références (Bibliographie - à la fin de l'ouvrage).

(2) Pour les notations, se reporter au tableau des notations et symboles utilisés (au début de l'ouvrage).

Newman H. J. [16] atteint des flux de 840 watts/cm² et des températures de paroi de 2 400 ° C sur des tubes de tantale de 9,5 mm de diamètre. L'hydrogène et l'hélium, à des nombres de Reynolds compris entre 3 800 et 23 000, vérifient bien la corrélation de Humble.

Durham F. P., Neal R. C. et Newman H. J. [17] réalisent des températures de paroi de 2 500 ° C avec des flux de 1 230 watts/cm sur un tube de graphite refroidi par de l'hélium. Le gaz peut sortir à 2 300 ° C pour des nombres de Reynolds compris entre 10 000 et 135 000. Les valeurs locales des coefficients d'échange vérifient :

$$Nu_{0,5} = 0,036 Re_{0,5}^{0,8} P_{0,5}^{0,4} \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,1}, \text{ les valeurs moyennes vérifiant la relation de Humble.}$$

Taylor M. F. et Kirchgessner T. A. [24] avec de l'hélium et des tubes de molybdène (D = 4,8 mm), tungstène (D = 3,15 mm) et inconel (D = 3,18 mm) vérifient, pour des coefficients d'échange moyens, la relation de Humble, mais lui préfèrent la relation :

$$Nu_{0,5} = 0,021 Re_{0,5}^{0,8} P_{0,5}^{0,4} \left[1 + \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,1}\right]$$

valable pour toute valeur de L/D. Pour des coefficients d'échange locaux, ils proposent :

$$Nu_{0,5} = 0,021 Re_{0,5}^{0,8} P_{0,5}^{0,4}$$

Fowler J. M. et Warner C. A. [22] avec de l'hydrogène vérifient les relations de Desmon et Sams et de Taylor et Kirchgessner.

Mac Carthy J. R. et Wolf H. [23] utilisent des tubes d'acier inoxydable de 4,9 et 7,7 mm de diamètre refroidis par de l'hydrogène. Les nombres de Reynolds peuvent atteindre 1,5.10⁶. Il leur paraît plus aisé de calculer les propriétés du gaz à sa température moyenne et proposent :

$$Nu_m = 0,023 Re_m^{0,8} P_m^{0,4} (T_p/T_m)^{-0,3}$$

Alami R. et Butcher A. A. [25], opérant sur des espaces annulaires, préfèrent :

$$Nu_m = 0,024 Re_m^{0,8} P_m^{0,4} (T_p/T_m)^{-0,27}$$

De la Harpe A. et Perroud P. [26], Perroud P. et Rebiere [27] vérifient dans le cas de l'hydrogène, du gaz carbonique et du méthane les corrélations de Dessler R. G. Avec l'hydrogène, la corrélation la plus probable paraît être :

$$Nu_{0,4} = 0,0215 Re_{0,4}^{0,8} P_{0,4}^{0,4}$$

Ce tableau de quelques travaux publiés ces douze dernières années est très sommaire, et surtout très incomplet. Son seul but est de donner une vue d'ensemble des directions prises par les recherches et surtout du mode de pensée qui y préside. Les expérimentateurs se groupent autour de quelques formules qui paraissent représenter les corrélations les plus probables, valables pour les gaz usuels, et qui paraissent suffisamment précises sur le plan des applications courantes.

Que valent ces déterminations et avec quelle précision sont-elles établies ? Un expérimentateur [17] constate une chute de 40 p. 100 du nombre de Nusselt Nu_m (calculé en évaluant les propriétés du gaz à la température moyenne de celui-ci) lorsqu'il porte le flux thermique de sa valeur minimum à sa valeur maximum, le nombre de Reynolds étant fixé. L'utilisation d'une température "de film" lui permet de regrouper 90 p. 100 de ses points expérimentaux dans une bande ± 10 p. 100 entourant une courbe $Nu_x = f\left(Re_x, P_x, \frac{L}{D}\right)$ proposée comme corrélation.

Cela ne paraît pas très précis. Le cas cité n'a rien d'exceptionnel et on peut se demander si cette imprécision n'est pas liée aux fortes valeurs de flux que l'on s'impose. S'il en était ainsi, des essais à flux moyen, mais plus précis, pourraient se révéler intéressants et donner lieu à une exploitation fructueuse.

Nous avons vu que la température de sortie élevée des gaz contraint à utiliser des tubes de petit diamètre permettant d'atteindre des nombres de Reynolds suffisamment élevés avec des débits faibles. Ces tubes sont difficiles à rectifier, leur épaisseur n'est pas constante et la répartition du flux thermique est mal connue.

La réalisation de grands nombres de Reynolds, d'autre part, exige des vitesses de gaz élevées ; l'éjection peut se faire au voisinage de Mach 1 et la compressibilité du gaz vient superposer ses effets au phénomène étudié. Enfin les effets d'extrémité du tube sont importants : le flux thermique ne s'établit que progressivement, de forts gradients longitudinaux de flux apparaissent.

Il y a plus grave : aux températures que l'on atteint, l'isolement thermique du milieu extérieur devient difficile et malgré les boucliers anti-radiants généralement utilisés, et même les enceintes anti-convectives où l'on fait un vide partiel [24], les fuites, au total, peuvent atteindre 20 p.100 de la puissance électrique appliquée au tube et sont difficiles à évaluer. A ces températures et gradients de température, une enceinte chauffante comme celle que nous utilisons est impraticable.

Il paraît difficile, enfin, de parler d'établissement de régime thermique ; même si le flux thermique était bien constant le long du tube, l'accélération du gaz serait trop élevée.

ORIGINALITE DE NOTRE ETUDE

Elle réside dans la précision des mesures exigée du fait des faibles valeurs imposées au flux de chaleur ($T_p/T_m \leq 1,4$). Dans ce cas, le nombre de Nusselt local Nu_m (calculé en évaluant les propriétés du gaz à sa température moyenne dans la section) décroît de 10 p.100 environ lorsque le flux de chaleur passe de sa valeur minimum à sa valeur maximum imposée, pour un nombre de Reynolds donné ; pour pouvoir chiffrer cette décroissance il faut connaître Nu_m avec une précision de l'ordre de 1 p.100, donc effectuer toutes les mesures qui permettent de l'atteindre avec une précision de l'ordre de 1 p.1000.

Une telle exigence est difficile à satisfaire ; elle fixe les deux points originaux de l'appareillage d'essai :

- l'utilisation d'un tube épais de grand diamètre.

Ce tube ($D_i = 40$ mm, $D_e = 55$ mm, $L = 5,80$ m) a été usiné extérieurement et intérieurement afin d'être bien cylindrique, sans excentrement, d'épaisseur bien constante. Ses formes et dimensions sont donc connues, en tout point, avec une bonne précision et il nous assure un flux thermique constant dans une section donnée et longitudinalement (à la variation près de la résistivité électrique en fonction de la température qui provoque, dans les cas extrêmes, une augmentation du flux thermique de 12 p.100 sur 100 diamètres quand on se déplace de l'entrée vers la sortie du tube).

- l'utilisation d'une enceinte chauffante entourant le tube et destinée, par réglage de sa température propre sur celle du tube, à réduire les fuites de chaleur vers le milieu extérieur à une valeur compatible avec la précision exigée des mesures.

PLAN DE L'ETUDE

Dans une première partie, l'ensemble du montage expérimental et des méthodes de mesures est présenté, suivi du choix des paramètres de l'étude.

Les résultats d'essais figurent en seconde partie ; une formulation est proposée, qui repose sur l'utilisation d'un paramètre de flux comme terme correctif et permet d'obtenir une bonne corrélation de leur ensemble. Des résultats de mesure portant sur la zone d'établissement du régime thermique sont présentés également, mais à titre indicatif uniquement, la cellule d'essais n'ayant pas été conçue en fonction d'une telle recherche.

Quatre groupes d'essais caractérisés par la valeur du nombre de Reynolds dans la section d'entrée Re_e ont été exécutés. Les valeurs fixées pour Re_e sont $Re_e = 200.000, 350.000, 600.000$ et $1.000.000$ (l'installation délivrant un gaz dont la température d'entrée varie peu, se fixer Re_e c'est se fixer, à 1 ou 2 p.100 près, le débit du gaz dans le tube).

Chaque groupe d'essais se compose de cinq essais qui diffèrent par la valeur imposée au flux thermique. Pour des raisons technologiques (température limite sur le tube $T_p < 450^\circ\text{C}$) l'échauffement du gaz est compris, pour tous les essais, entre 8°C/m et 40°C/m .

Tous les essais sont exécutés avec de l'air, puis du gaz carbonique. Les températures d'entrée du gaz varient de 30°C à 40°C , les températures de sortie de 80°C à 230°C , les températures de paroi de 80°C à 430°C , les flux de $0,55$ watts/cm à 16 watts/cm².

Trois annexes permettent d'appliquer à ces résultats les corrélations proposées par Deissler R.G. et coll. [27] et Mac Carthy J.R. et Wolf H. [23], de vérifier que des résultats obtenus à bas nombre de Reynolds (essais à l'air à $Re_0 = 70\,000$) satisfont aux lois proposées et se "raccordent" avec ceux d'auteurs ayant opéré dans ce domaine, et de montrer ce que l'on peut penser de l'influence du choix de la pression d'essai.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à exprimer notre reconnaissance la plus profonde à M. Fortier, Professeur de Mécanique expérimentale des fluides à la Faculté des Sciences de Paris, qui ne nous a jamais ménagé ni son temps ni ses conseils précieux et auquel, pour ces raisons, nous devons beaucoup.

Nous sommes très reconnaissants à M. Bazin, Chef du Service des Etudes Mécaniques et Thermiques du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, de nous avoir permis de mener à bien et de présenter ce travail.

Nous tenons à remercier M. Le Foll et M. Gelin qui ont dirigé nos investigations et nous ont fait bénéficier de leur grande expérience au cours de nombreuses conversations.

Nous remercions enfin tous nos camarades qui se sont intéressés à nos recherches, et ceux de la plateforme d'essais et du laboratoire de Thermométrie qui ont contribué à leur réalisation.

PREMIÈRE PARTIE

CHAPITRE I

LE MONTAGE EXPÉRIMENTAL

La cellule d'essai se compose d'un tube chauffant, appelé "tube de mesure" de 5,80 m de long environ et 40 mm de diamètre intérieur, sur lequel sont faites les mesures de températures, de flux et de pression statique.

Il est entouré d'une enceinte, appelée "enceinte chauffante" destinée, par réglage de la température des éléments qui la constituent, à réduire les fuites de chaleur du tube vers le milieu extérieur.

Il est précédé d'un tube de même diamètre et de 3 m de long environ qui permet au régime dynamique de l'écoulement de s'établir. Ce tube est appelé "tube d'arrivée".

L'ensemble est disposé horizontalement dans une boucle d'essais animée par un surpresseur Lhysholm T 5132 et comprenant un échangeur gaz-eau permettant de refroidir le gaz à sa sortie du tube (figure n°1). Le surpresseur, du type "à engrenages" est sensiblement volumétrique ; il permet de passer dans la cellule un débit maximum de 700 g/s d'air à 1 300 pièzes sous un rapport de compression de 1,2. Le débit d'essai est mesuré par la chute de pression au col d'une tuyère montée en série avec le tube de mesure ; un by-pass permet de le régler à la valeur désirée.

Deux redresseurs secs de 150 kVA et 90 kVA assurent le chauffage du tube de mesure et celui de l'enceinte chauffante.

TUBE DE MESURE

C'est un tube en acier inoxydable Ugine NS 22 S (acier 18/10 à très basse teneur en carbone, résistant bien à la corrosion) de 5,80 m de longueur environ, de 40 mm de diamètre intérieur et de 55 mm de diamètre extérieur (1).

Ce tube est formé de deux tubes de trois mètres de long, soudés bout à bout, usinés extérieurement et intérieurement et rodés. L'examen de la soudure a révélé un bon centrage des tubes l'un par rapport à l'autre, mais un léger défaut d'alignement : leurs axes font entre eux un angle de 2 ou 3 degrés. Ce léger défaut sera sans influence sur les résultats d'essais.

Malgré les précautions prises lors de l'usinage, un léger excentrement du cylindre intérieur par rapport au cylindre extérieur constituant le tube est apparu ; il se traduit par une petite différence de température qui apparaît, lors des essais, entre deux points diamétralement opposés d'une même section ; cette différence, toujours inférieure à 5°C, nous a permis de faire un calcul de cet excentrement : 0,3 mm au maximum, ce qui est très faible et ne perturbe pas nos résultats, une section de mesure comportant toujours au moins deux prises de températures diamétralement opposées dont on fait la moyenne.

Le tube est chauffé par effet Joule, l'arrivée du courant électrique se faisant par les brides de raccordement afin que le flux thermique s'établisse à la valeur désirée sur une très faible longueur de tube. Un gradient longitudinal de flux apparaît, qui est dû à l'augmentation de la résistivité électrique du tube avec la température ; nous admettons que sa faible valeur (10 à 15 p.100

(1) Lors du dépouillement des essais nous prenons 40,25 mm, valeur moyenne mesurée du diamètre intérieur à froid, augmentée de la dilatation provoquée par le chauffage (coefficient moyen de dilatation : $17,8 \cdot 10^{-6}$).

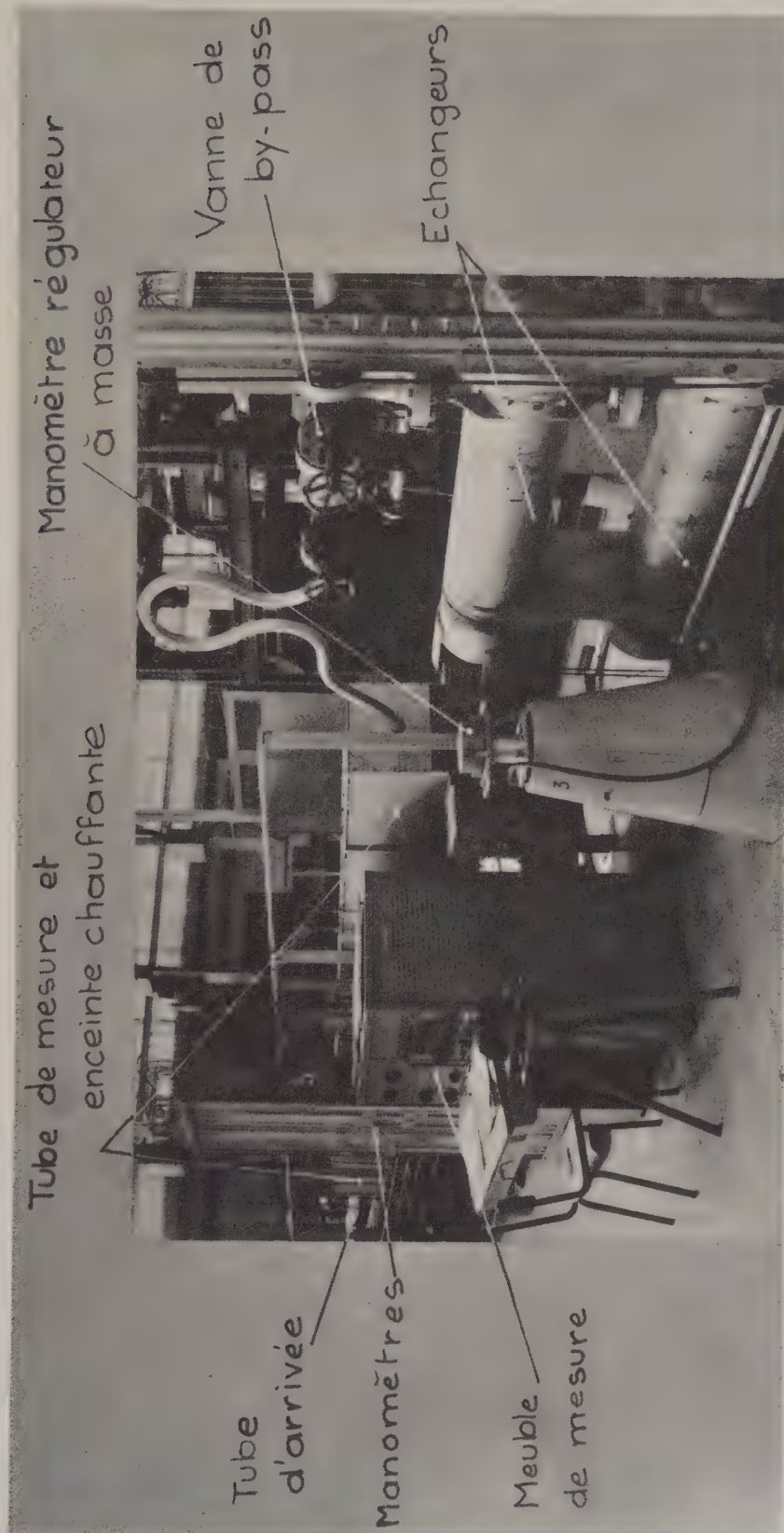


Figure 1 - Ensemble de l'installation d'essais. (Le surpresseur, tout à fait à droite, ne figure pas sur la photo).

d'augmentation, dans les cas extrêmes, sur 100 diamètres) est sans influence sur les coefficients d'échange relevés ; des prises de tension placées le long du tube, permettent de connaître la répartition du flux thermique.

Le joint entre bride amont du tube de mesure et bride aval du tube d'arrivée a été soigneusement étudié (figure n° 2) afin d'éviter toute fuite thermique vers celui-ci. Une prise de température sur cette bride nous permet de calculer un ordre de grandeur de cette fuite (voir mesure du flux).

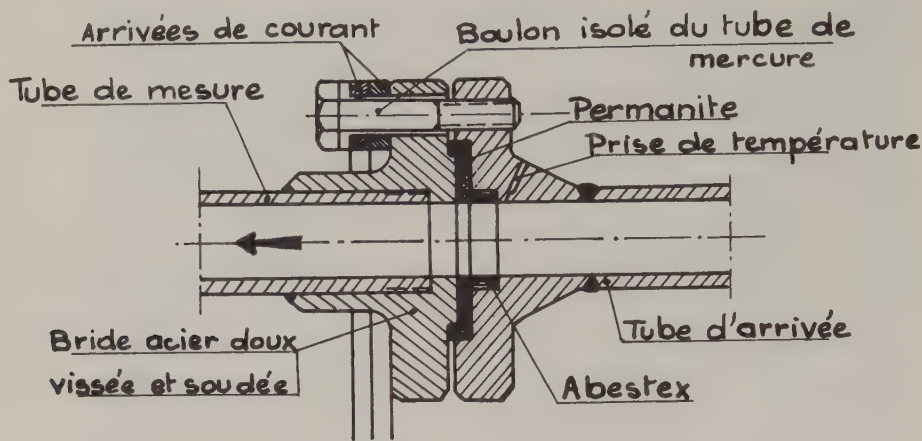


Figure 2 - Raccordement des tubes d'arrivée et de mesure.

La section située dans le plan de joint des brides est appelée "section de référence".

Elle sert d'origine à la mesure des abscisses des sections de mesure.

TUBE D'ARRIVEE

C'est un tube en acier inoxydable de même diamètre que le tube de mesure et de 3 m de long environ ; il a été usiné également, mais non rodé (ce qui lui confère une rugosité supérieure à celle du tube de mesure : $\epsilon = 0,00030$ au lieu de $0,00005$ avec la loi de Colebrook).

Il est calorifugé et porte deux prises, distantes de 1 m l'une de l'autre, donnant la température totale d'entrée du gaz.

ENCEINTE CHAUFFANTE

Les fuites de chaleur du tube de mesure vers le milieu extérieur doivent être réduites à une valeur acceptable (1 ou 2 p. 1 000 de la puissance électrique appliquée au tube) ; il suffit pour cela de réduire, ou d'annuler le gradient de température qui s'établit dans le calorifuge entourant le tube au moyen d'une enceinte à chauffage indépendant dont la température est réglée sur celle que prend le tube.

Pratiquement ce réglage ne peut se faire exactement et deux options se présentent :

- le réaliser à quelques degrés près ; il suffit alors de quelques centimètres de calorifuge séparant le tube de l'enceinte.
- le réaliser à 10°C ou 20°C près, et il faut alors 10 ou 20 cm de calorifuge si on veut que cette option soit équivalente, du point de vue thermique à la précédente.

Nous avons choisi cette seconde solution qui permet de n'utiliser que quelques éléments chauffants faciles à régler et à réaliser (les "creux" de températures dus à des inégalités de la résistance de chauffage, ou aux arrivées de courant, peuvent être admis) ; la mise en équilibre thermique de cette enceinte avec le milieu extérieur, du fait de la grande masse de calorifuge, exige, par contre, des heures de chauffage (voir réalisation des essais).

L'enceinte est constituée de cinq éléments de tôle de 1 m de long ; sa section est un carré de 200 mm de côté (figure n° 3). La tôle extérieure en acier inoxydable de 0,3 mm d'épaisseur est chauffée par effet Joule ; la tôle intérieure en cuivre de 2 mm d'épaisseur, isolée de la première, a pour but de répartir la chaleur.

La puissance électrique fournie à chaque élément de l'enceinte peut être réglée de façon continue ; les températures relevées par deux thermocouples placés au milieu de chaque élément contre la face interne de la tôle de cuivre peuvent être rendues aussi voisines que possible de celle du tube ; nous réduisons ainsi le gradient de température dans le calorifuge, réduisant les fuites de chaleur et plaçant les couples de mesure de la température de paroi du tube dans un milieu sensiblement isotherme, ce qui nous assure une bonne mesure de celle-ci.

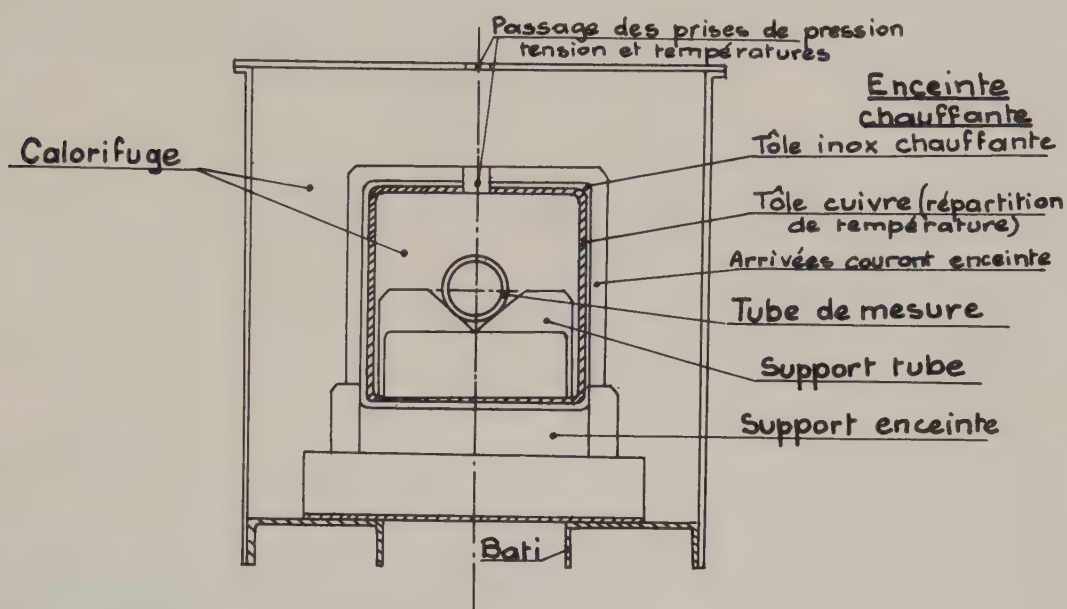


Figure 3 - Coupe de la cellule d'essais.

MÉTHODES DE MESURES

MESURE DE DEBIT DU GAZ

Le débit du gaz est calculé à partir de la perte de charge Δp créée par une tuyère ASME 25/70 LR PO (mesure "vena contracta") montée en série avec le tube et soigneusement étalonnée lors de précédents essais.

$$q = \alpha \quad \varepsilon \quad s_t \quad \sqrt{2 \quad \rho_t \cdot \Delta p_t}$$

q = débit calculé (T/s)

α = coefficient total de débit (obtenu par étalonnage)

ε = coefficient de détente donné par un abaque

s_t = section au col de la tuyère (m²)

p_t = pression statique du gaz dans la section d'entrée de la tuyère (mesurée et maintenue bien constante par un manomètre régulateur à masse) (pièzes)

ρ_t = masse volumique du gaz dans la section d'entrée de la tuyère (T/m³)

La valeur absolue du débit est ainsi connue avec une précision de 1 p.100 environ. Mais dans un groupe d'essais caractérisés par une même valeur du débit (ou de Re_o), celui-ci peut-être conservé d'un essai au suivant avec une précision de l'ordre de 1 p.1000 puisque nous nous plaçons au même point de mesure pour la tuyère (mêmes valeurs de p_t , ρ_t , Δp_t).

En d'autres termes, les essais d'un même groupe seront bien comparatifs, les résultats varieront de façon homogène en fonction du flux et permettront une bonne exploitation, tandis qu'entre deux groupes, à des débits différents, une erreur systématique pourra apparaître, due à la mesure du débit.



Figure 4 - Tuyère ASME 25/70 LRPO.

MESURES DE TEMPERATURES

Les couples thermoélectriques utilisés sont des couples BTE/CTE (Nickel-chrome, Constantan) fournissant une force électromotrice de 60 à 80 μV par degré Kelvin aux températures réalisées. La soudure froide est plongée dans un vase Dewar contenant de la glace distillée fondante.

Ces couples ont été soudés à l'arc sous atmosphère d'argon et étalonnés, en four isotherme, par comparaison avec une sonde à résistance de platine (thermistance). Leur précision est de $\pm 0,2^\circ\text{C}$ à 200°C .

Les forces électromotrices sont mesurées par opposition à une tension connue fournie par un pont (pont P 12 A01P). (figure n° 5).

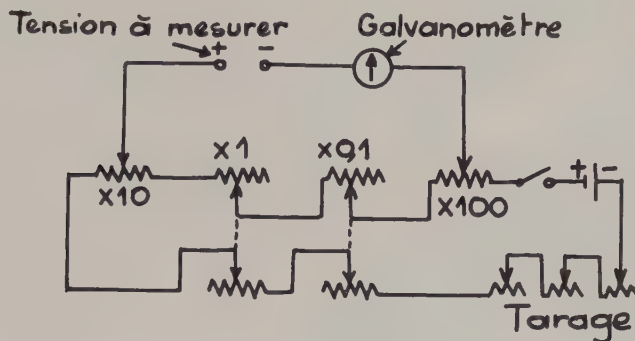


Figure 5 - Schéma de principe du pont de mesure.



Figure 6.

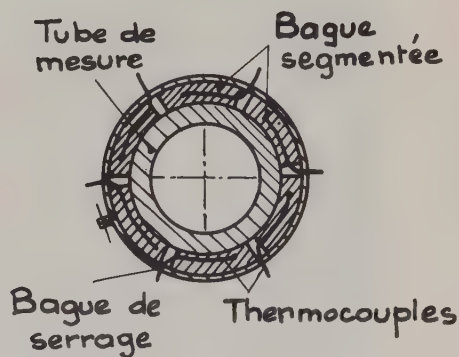


Figure 7.

La mesure ajoute une erreur de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ environ à l'erreur propre du thermocouple à 200°C .

Température du tube :

Deux ou plusieurs thermocouples sont placés dans des bagues fragmentées serrées sur le tube de mesure (figures n° 6, 7, 8 et 9). Les bagues sont isolées électriquement du tube par oxydation anodique et serrées par un collier isolé.

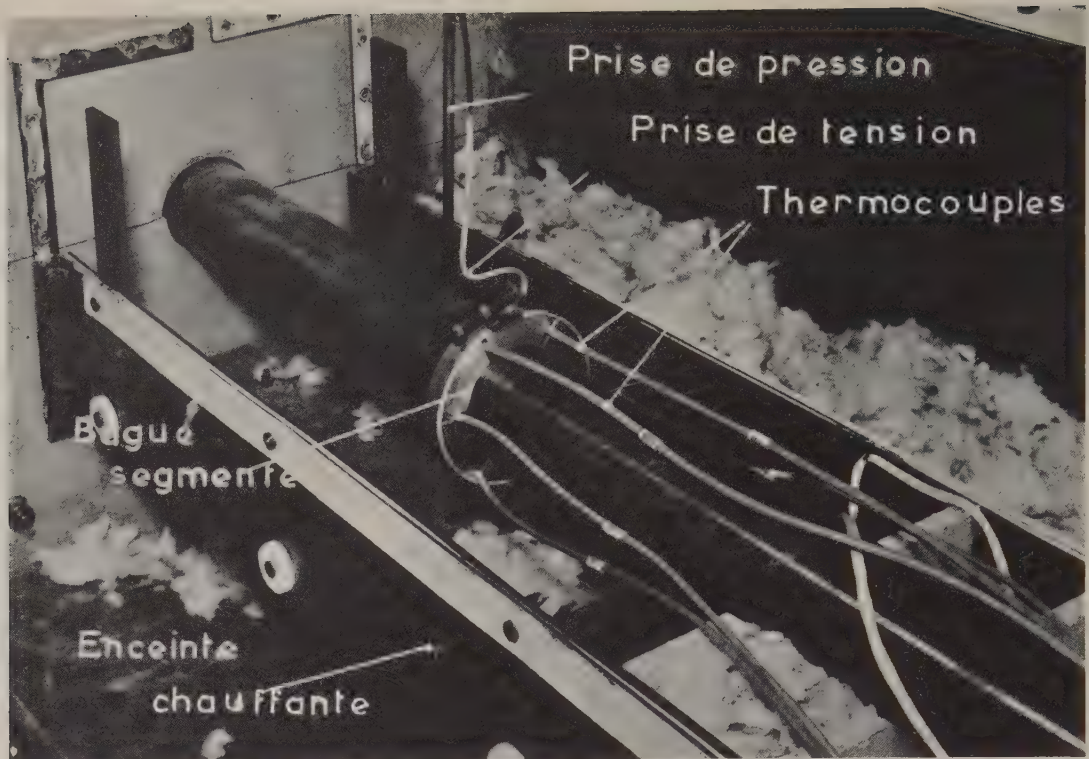


Figure 8.

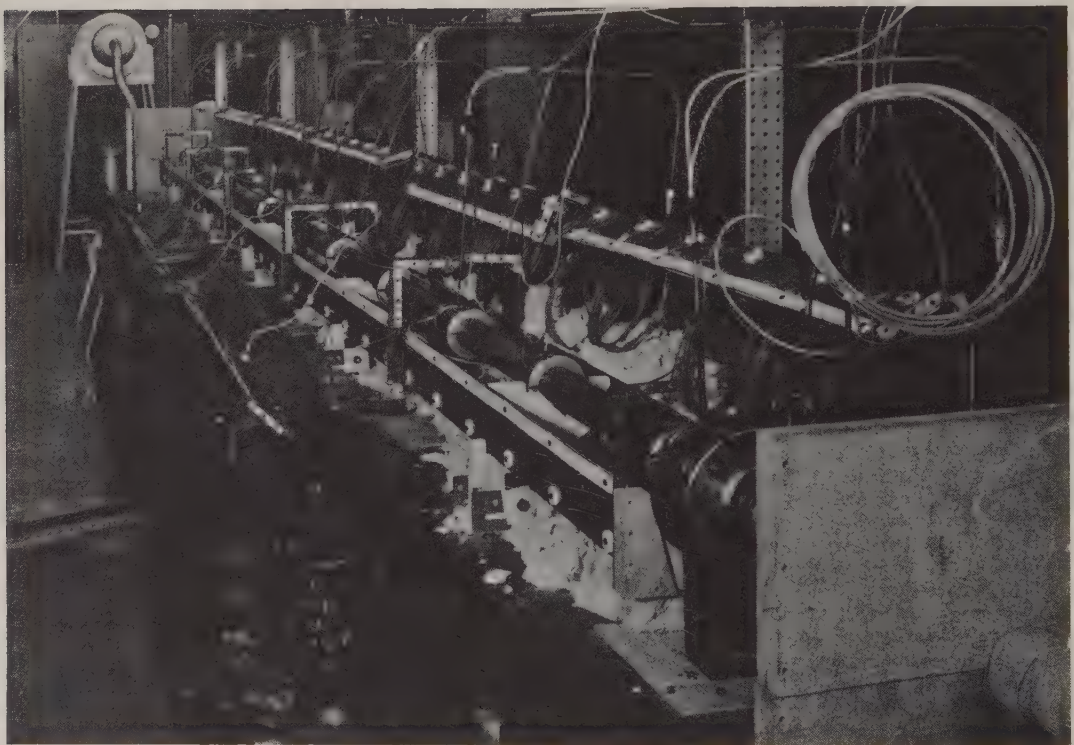


Figure 9.

En l'absence de gradient de température dans le calorifuge (du fait de l'enceinte), les fragments de la bague prennent la température de la paroi extérieure du tube et nous donnent une bonne mesure de celle-ci.

De petites différences apparaissent entre les valeurs fournies par les différents couples d'une même bague ; elles varient de façon continue autour de la bague et sont dues à un léger excentrement du tube (voir tube de mesure). Nous prenons comme valeur de la température externe du tube T_e la moyenne des indications des couples d'une bague.

La température de la paroi interne du tube doit être calculée. L'équation de la conduction appliquée au tube s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial Z^2} = - \frac{\rho \sigma^2}{k}$$

avec T = température en un point du tube

$r_i \leq r \leq r_e$ rayon courant

ρ = résistivité du tube (figure n° 10)

σ = densité de courant, supposée constante

k = conductibilité thermique du tube. (figure n° 10)

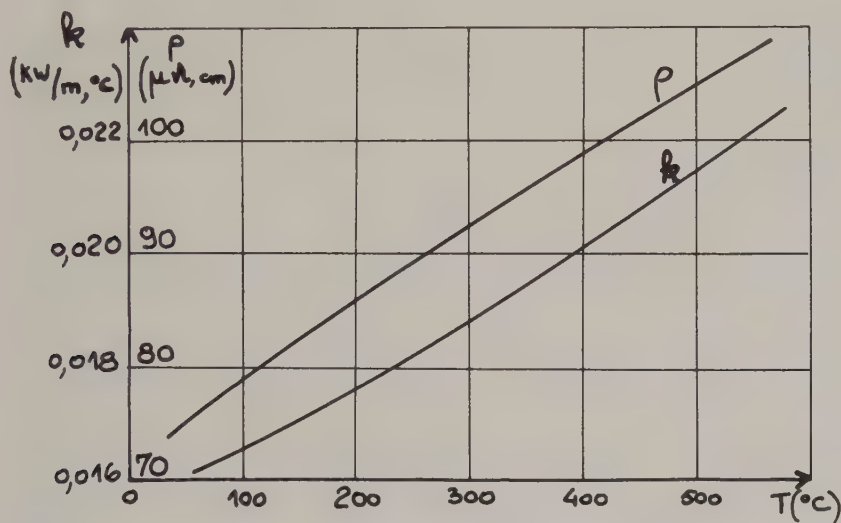


Figure 10.

La résolution complète de cette équation est difficile (difficulté de préciser les conditions aux limites). On peut en proposer une solution approchée en posant $T(Z, r) = T(Z) + T(r)$, ce qui revient à dire que la répartition de la température en fonction de r dans une section donnée ne dépend que du flux thermique produit dans cette section, ou que le gradient transversal de température est grand devant le gradient longitudinal (dix fois plus grand environ dans nos essais).

Si nous posons en outre $\partial^2 T / \partial Z^2 = 0$, ce qui est bien vérifié en régime thermique établi (figure n° 16 : essai type) et même en régime non établi où $\partial^2 T / \partial Z^2$ reste petit, l'équation devient:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = - \frac{\rho \sigma^2}{k}$$

Elle s'intègre alors sans difficulté et nous donne :

$$T_i = T_p = T_e - \left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z \cdot \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{1 - \left(\frac{r_i}{r_e} \right)^2} \cdot \text{Log} \left(\frac{r_e}{r_i} \right) - \frac{1}{2} \right]$$

Soit, avec notre tube :

$$T_p = T_o - 0,0269 \cdot \frac{1}{k} \cdot \left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z$$

Ici se révèle la principale cause d'imprécision de cette étude, liée à l'utilisation d'un tube épais : toute erreur sur la mesure de k se retrouve directement dans le calcul de $T_o - T_p$; or k est difficile à mesurer et mal connu.

Cet effet est d'autant plus important que $T_o - T_p$ est grand devant $T_p - T_m$ (T_m est la température moyenne du gaz), ce qui se produit à grand débit. Une erreur de 5 p.100 sur k , nous donne sur $T_p - T_m$, c'est-à-dire sur le coefficient d'échange, une erreur de 0,80 p.100 pour les essais à $Re_o = 1\,000\,000$; 0,50 p.100 à $Re_o = 600\,000$; 0,30 p.100 à $Re_o = 350\,000$; et 0,20 p.100 à $Re_o = 200\,000$.

Nous estimons que l'erreur que nous commettons est de cet ordre ; nous voyons qu'elle prend un aspect systématique et croît rapidement avec le débit.

Température du gaz :

Deux sondes de température, placées dans le tube d'arrivée, nous donnent la température totale du gaz à son entrée dans la cellule (figure n° 11).

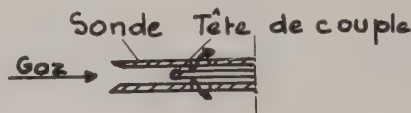


Figure 11.

La température moyenne de mélange du gaz dans une section de mesure est calculée à partir de la puissance électrique appliquée au tube :

$$T_m = T_o + \sum \frac{\Delta W}{q C_p}$$

Le second terme du second membre désigne la somme des élévations de température du gaz lorsqu'on passe d'une prise de tension à la suivante, la valeur de C_p étant calculée à la température moyenne et pression du gaz au milieu de l'intervalle déterminé par les prises.

Nous ne tenons pas compte, dans ce calcul, d'un terme dû à l'accélération du gaz et qui est négligeable.

Nous établissons ainsi la courbe $T_m = f(Z)$ (figure n° 16 : essai type).

Nous n'avons pas placé de mélangeur à la sortie de la cellule pour mesurer la température de mélange du gaz ; cet appareil aurait beaucoup compliqué le montage, introduit une perte de charge supplémentaire, et n'aurait permis une fermeture de bilan qu'à 1 p.100 ou 2 p.100 près, ne présentant de ce fait que peu d'intérêt.

MESURES DE PRESSION

Les prises de pression statique sont des trous de 0,7 mm de diamètre percés dans la paroi du tube à la suite d'un avant-trou de 5 mm de diamètre auquel est raccordé et brasé un tube en acier inoxydable (figure n° 12).

Ces prises sont reliées à une batterie de manomètres à eau ou à mercure (figure n° 13) et sont destinées à la mesure du frottement. Leur étude du point de vue précision et corrections et leur utilisation ont été groupées avec l'étude du frottement (voir 2^{ème} Partie).

Elles sont repréressées par rapport à une pression de référence p_i connue avec une précision de 1 p.1000 et maintenue constante à $\pm 0,5$ p.1000 par un manomètre régulateur à masse (figure n° 14).



Figure 12.

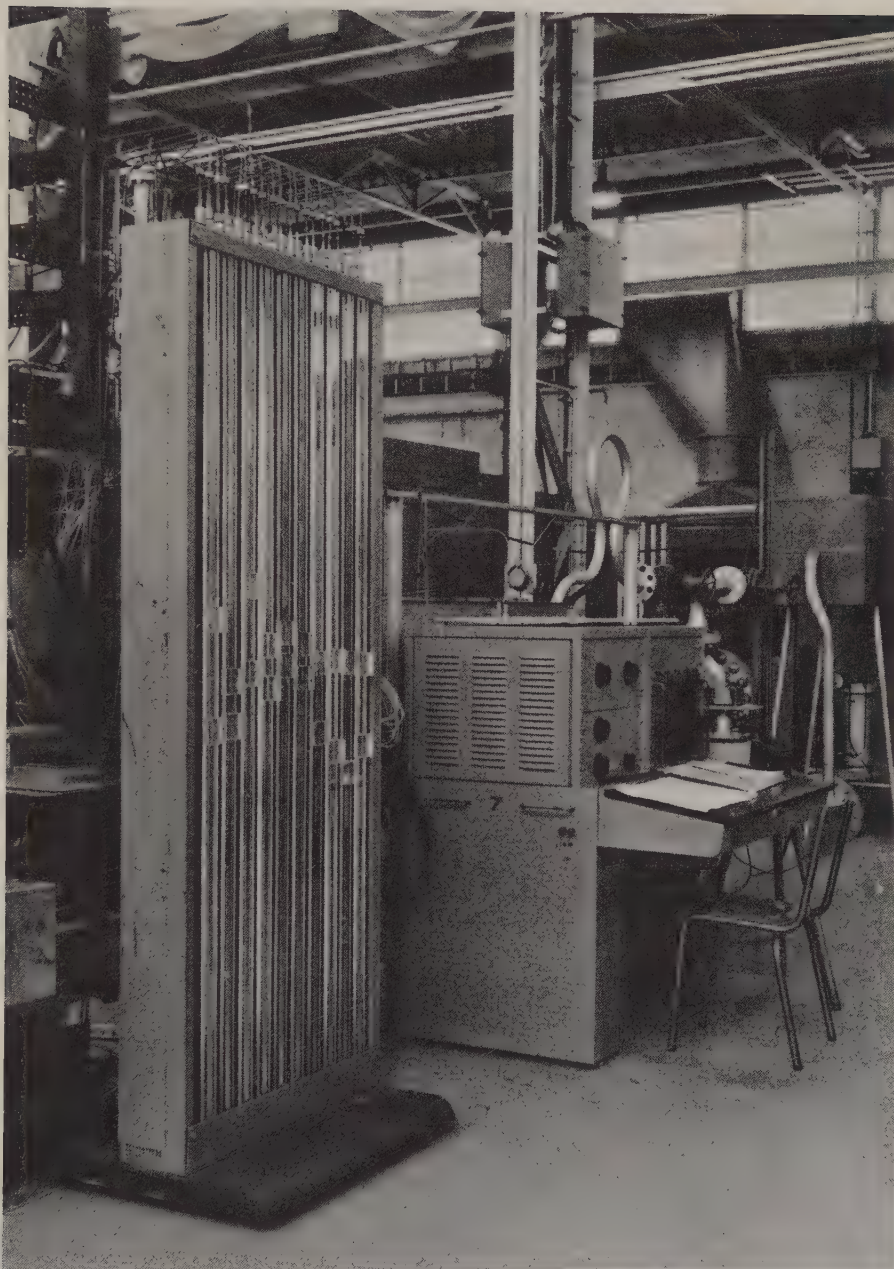


Figure 13 - Batterie de manomètres et meuble de mesure.

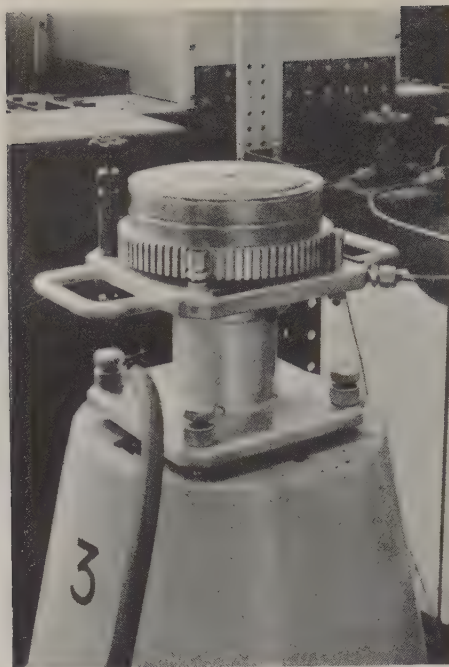


Figure 14.

Cette pression est celle qui existe dans la section amont de la tuyère de mesure de débit du gaz.

MESURE DE LA PUISSANCE ELECTRIQUE APPLIQUEE AU TUBE

Intensité du courant électrique

Cette mesure se fait au moyen d'un shunt de 8 000 ampères bien étalonné (0,2 p.100). L'erreur qu'il peut introduire est une erreur systématique, qui, donc, n'affecte pas l'homogénéité des résultats; la mesure de la tension est faite à ± 1 p.1000.

Tension électrique

Sept prises de tension (figure n° 15 : schéma des mesures effectuées) brasées sur le tube de mesure et sur les brides permettent de calculer la répartition de la puissance électrique dissipée le long du tube. Cette puissance augmente lentement à partir de la section d'entrée, comme la résistivité électrique du tube, du fait de l'accroissement de la température (figure n° 10).

La régulation de la tension appliquée au tube pose un problème important. Le réseau général délivre une tension fluctuant dans une bande ± 2 p.100 autour d'une valeur moyenne, ces fluctuations s'effectuant sur une à quelques minutes ; le tube, du fait de son inertie thermique, "suit" avec un certain retard, de sorte qu'au moment où est fait le relevé, la tension notée ne correspond pas à la température relevée sur le tube ; un calcul montre qu'une erreur de 1 p.100 sur la tension (et l'intensité) par rapport à ce qu'elle devrait être pour la température relevée sur le tube entraîne une erreur de 3 p.100 sur le coefficient d'échange.

Ce fait est aggravé encore par l'apparition "d'ondulations" de température qui se propagent le long du tube, l'entrée répondant plus vite aux variations de tension que la sortie, qui dispersent les points de mesure et rendent impossible toute exploitation. Nous avons dû effectuer une régulation la tension à $\pm 0,2$ p.100, problème rendu difficile par les puissances mises en jeu.

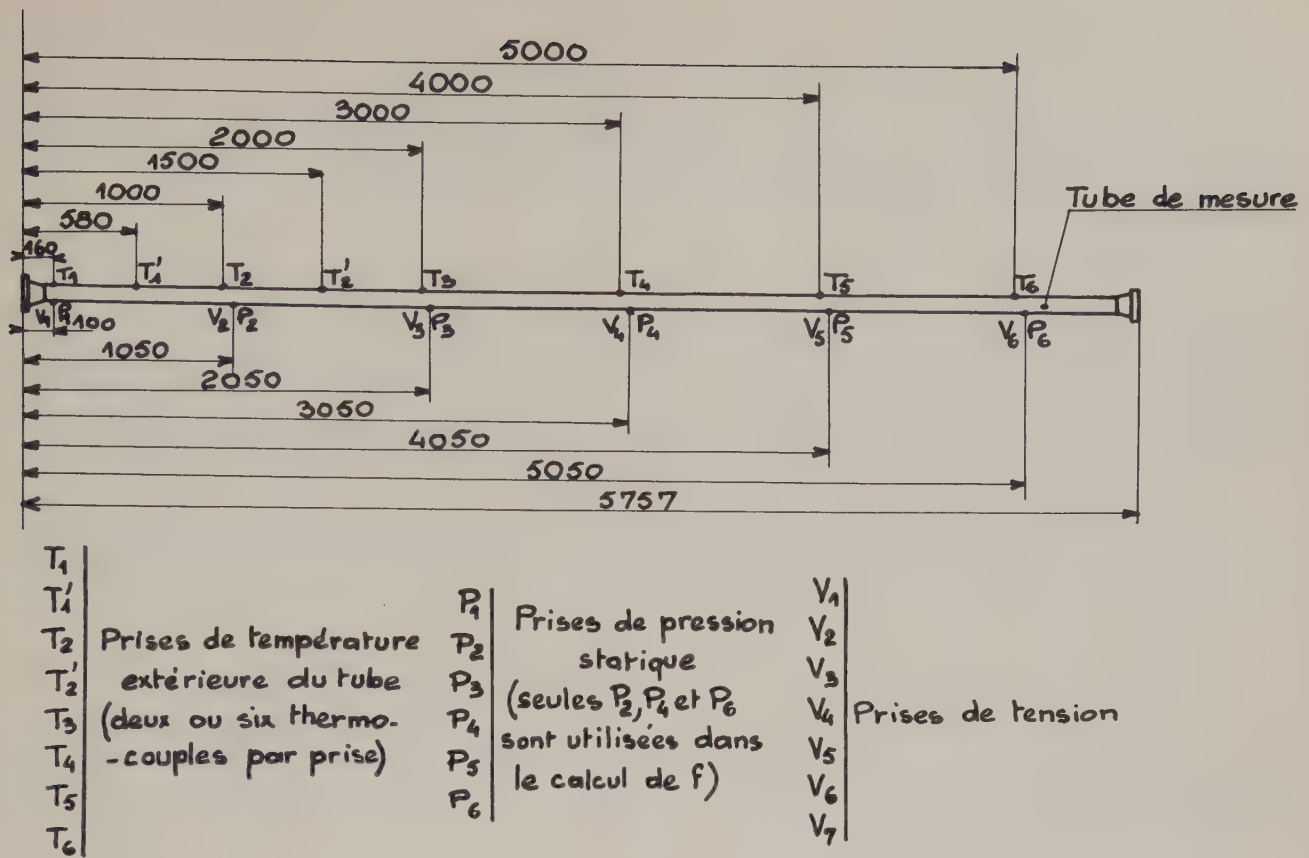


Figure 15 - Schéma des mesures effectuées.

MESURE DU FLUX THERMIQUE

Le flux thermique intervient directement dans le calcul des coefficients d'échange ; il faut le connaître avec une grande précision. Il est égal à la puissance électrique appliquée au tube diminuée des pertes thermiques vers le milieu extérieur ; ces pertes, en général, ne peuvent être évaluées que de façon grossière et leur variation en fonction des conditions d'essai est toujours mal connue et introduit des erreurs systématiques (dérive des points d'essais). Pour ces diverses raisons nous avons tenté de les supprimer totalement.

Fuite radiale du tube vers le milieu extérieur

En ce qui nous concerne, en l'absence d'enceinte chauffante, elle atteint 2 p. 100 à 5 p. 100 de la puissance électrique appliquée au tube ; l'enceinte la réduit à 1 p. 1000 ou 2 p. 1000 de sorte que nous pouvons la négliger ; nous ignorons son sens : elle provient d'un ensemble d'échanges très faibles se produisant soit du tube vers l'enceinte, soit de l'enceinte vers le tube.

Le cas idéal est celui où un élément de l'enceinte est à une température constante égale à celle du tube en son milieu ; si le gradient de température le long du tube est constant, il y a passage de chaleur de l'enceinte vers le tube dans la partie amont de l'élément, passage inverse dans la partie aval ; les quantités échangées sont égales et il n'y a pas de fuite au total. Les flux de chaleur échangés restent faibles car ils portent, au plus, sur une différence de température de 20°C à travers 9 cm de calorifuge en moyenne. Pour un essai appliquant 5 kW/m sur le tube, ces échanges sont de ± 4 watts (conductibilité du calorifuge de l'ordre de 10^{-4} kW/m $^\circ\text{C}$).

Pratiquement, il est rare que la température d'un élément soit égale à celle du tube en son milieu ; si nous imaginons cette égalité réalisée à une extrémité dans le cas d'un petit débit (condi-

tions les plus défavorables), il n'y a plus compensation et le calcul précédent donne une fuite de 3 p. 1000 de la puissance électrique. Nous voyons ainsi que même mal utilisée, une telle enceinte réduit la fuite radiale à quelques millièmes de la puissance appliquée.

Remarquons que cette fuite résiduelle, pour un échauffement donné $\Delta \theta / \Delta L$ ($^{\circ} \text{C}/\text{m}$) du gaz est inversement proportionnelle à la puissance, donc au débit : elle est multipliée par trois lorsque le nombre de Reynolds Re_0 diminue de $Re_0 = 200\,000$ à $Re_0 = 70\,000$ (Annexe II) ; pour les très faibles débits la compensation devient mauvaise.

Fuite vers le tube d'arrivée

Ce n'est pas une fuite à proprement parler, puisqu'elle se retrouve dans le gaz, mais elle provoque un début d'établissement du régime thermique avant la section d'entrée du tube. Nous avons tenté de l'éviter en prévoyant un joint spécial isolant entre les tubes (figure n° 2). Une prise de température sur le tube d'arrivée permet de faire un calcul de l'ordre de grandeur de cette fuite en supposant le tube infiniment long, chauffé à une extrémité et refroidi par le gaz ; nous trouvons ainsi une fuite de 25 watts dans un essai qui applique 11 kW/m au tube ; elle a pour effet d'élever de $0,07^{\circ} \text{C}$ la température d'un gaz dont l'échauffement est ensuite de $28^{\circ} \text{C}/\text{m}$ dans le tube.

Fuite thermique par les barres d'arrivée du courant

Deux thermocouples montés en différentiel dans des masselotes brasées sur les barres, l'ensemble étant calorifugé, permettent de l'évaluer. Le même essai que précédemment révèle une fuite de 16 watts.

Flux transmis par conduction longitudinale dans le tube

Toujours pour le même essai, il est de 0,53 watts, donc parfaitement négligeable.

Les fuites thermiques, dans leur ensemble, ont donc été réduites à des valeurs très faibles. Nous estimons que la mesure de la puissance électrique que nous réalisons permet de connaître le flux thermique dans le tube à mieux que 0,4 p. 100, sauf toutefois, au voisinage de la section d'entrée du tube.

CONCLUSION

Nous pouvons prévoir que la précision de l'ensemble des mesures effectuées, compte tenu des précautions prises, permettra d'atteindre les coefficients d'échange avec une précision de ± 1 p. 100, ceci, bien entendu, aux erreurs systématiques près dont nous avons parlé, qui paraissent inévitables, et ne jouent pas sur la dispersion des points de mesure.

Nous vérifierons, effectivement, que les essais sont reproductibles avec cette précision.

CHAPITRE II

CHOIX DES PARAMÈTRES DE L'ÉTUDE

PARAMETRE DESIGNANT LA SECTION OU A LIEU L'ECHANGE THERMIQUE ETUDIE.

Un seul paramètre suffit pour caractériser une section de mesure : son abscisse Z mesurée le long du tube à partir d'une section de référence qui est, dans notre cas, la section d'entrée du tube où débute le phénomène d'échange thermique.

Lorsque ce paramètre d'abscisse doit figurer dans les formules de corrélation (étude des phénomènes d'entrée), il est mis généralement sous la forme Z/D, rapport de l'abscisse Z au diamètre intérieur D, ces grandeurs étant mesurées sur le tube supposé isotherme.

PARAMETRES CARACTERISANT L'ECHANGE THERMIQUE

$$\text{Nous utilisons la grandeur } h = \frac{\varphi}{T_p - T_m}$$

C'est le rapport de la densité de flux de chaleur (kW/m^2) à travers la paroi intérieure du tube en direction du gaz, à la différence entre température de paroi et température moyenne de mélange du gaz ($^{\circ}\text{K}$).

Nous l'appelons coefficient d'échange de chaleur local paroi-gaz, ou plus simplement coefficient d'échange local.

De par sa définition, cette grandeur a un caractère global : elle ne distingue pas entre échanges par conduction, par convection ou par rayonnement ; elle ne tient aucun compte de la distribution des vitesses et des températures dans le gaz, du caractère de la turbulence, de la nature du gaz et de la variation de ses propriétés en fonction de la température et de la pression. Elle ne peut donc caractériser que de façon très imparfaite les échanges de chaleur.

Cette imperfection apparaît dès qu'on réalise des mesures suffisamment précises. On peut alors tenter de définir une grandeur mieux adaptée, rendant mieux compte des phénomènes physiques ; elle sera alors certainement assez complexe et difficile à mettre en oeuvre ; on peut au contraire conserver la définition précédente en l'affectant de termes dits "correctifs" rendant compte de l'influence prépondérante de tel ou tel paramètre : la nature du gaz, de grandes vitesses, de hauts flux, des niveaux de température élevés, etc ...

C'est la position que nous avons adoptée ; elle permet de s'attacher à un aspect donné du phénomène, bien qu'en toute rigueur il ne soit pas physiquement dissociable des autres aspects et n'ait jamais lieu seul (chapitre III).

Les résultats expérimentaux sont présentés sous forme de grandeurs sans dimensions telles que nombres de Nusselt $Nu = hD/\lambda$ ou nombres de Margoulis $M = h/\rho VC_p$ dans lesquels les propriétés du gaz sont évaluées à la température moyenne de mélange, à la température de paroi, ou à toute autre température conventionnelle. Ces nombres ont la propriété de ne pas dépendre des systèmes d'unités (s'ils sont cohérents) et de se conserver, sous certaines réserves, lors de l'application des lois de similitude.

PARAMETRES CARACTERISANT L'ECOULEMENT DU FLUIDE

Nous pouvons nous rapporter à un paramètre caractérisant l'écoulement du fluide dans la section d'entrée du tube, avant que ne commence l'établissement du régime thermique. Ce peut être

le nombre de Reynolds $Re_0 = \rho_0 VD/\mu_0$; il a la propriété d'être bien défini, le gaz étant isotherme et la distribution des vitesses déterminée (régime dynamique établi) et de bien caractériser, par conséquent, l'écoulement. Il est utilisé généralement lors de l'étude des phénomènes d'entrée (établissement du régime thermique).

Nous pouvons nous rapporter à un paramètre défini dans une section de mesure : un nombre de Reynolds local $Re = \rho VD/\mu$, V étant la vitesse moyenne de l'écoulement défini par $V = q/\rho_m s$, ρ et μ étant évalués à la température moyenne de mélange, à la température de paroi, ou à toute autre température conventionnelle.

Remarquons encore, qu'une telle grandeur ne peut caractériser qu'imparfaitement l'écoulement ; elle ne tient pas compte de la répartition des vitesses et des températures, du caractère de la turbulence.

PARAMETRES CARACTERISANT LE FLUX THERMIQUE

L'étude des équations générales du mouvement et de l'équation d'énergie d'un fluide montre que, dans le cas où les caractéristiques physiques du fluide sont indépendantes de la température et où les effets de la dissipation d'énergie peuvent être négligés, le nombre de Margoulis ne dépend que de deux paramètres qui sont un nombre de Reynolds et un nombre de Prandtl. Si les caractéristiques physiques du fluide dépendent de la température un paramètre supplémentaire s'introduit faisant intervenir le flux de chaleur transmis au gaz ; il peut être mis sous forme $\phi D/\lambda T_p$ utilisé lors de la résolution de nombreux problèmes d'échange. En ce qui nous concerne, le paramètre T_p/T_m , mis sous la forme $(T_p - T_m)/T_p$ paraît mieux adapté ; nous l'utilisons comme terme correctif d'un nombre de Margoulis ou de Nusselt qui serait obtenu à flux nul (chapitre III).

CONDUITE ET REALISATION DES ESSAIS

Pris brutalement, le problème posé nous imposerait de réaliser une série d'essais tels que, dans une section déterminée du tube, le flux thermique prenne différentes valeurs pour un état donné de l'écoulement (caractérisé par un nombre de Reynolds local). Outre que la réalisation pratique ne paraît guère possible, nous ne savons pas quelle définition sera donnée au nombre de Reynolds local au cours du dépouillement des essais, certaines définitions pouvant se révéler plus fructueuses que d'autres.

L'expérience vient heureusement à notre aide en révélant, à une certaine distance de l'entrée du tube (25 diamètres environ), l'existence d'une région dite "de régime thermique établi", pourvu toutefois que les échauffements du gaz ne soient pas trop élevés.

Ce fait peut être l'objet de discussions délicates, tant sur le plan théorique que sur le plan expérimental ; son intérêt, sur le plan pratique, est que nous savons que des corrélations entre paramètres d'échange et paramètres d'écoulement peuvent être établies, qui ne font pas intervenir de paramètre d'abscisse. Il est donc possible, avec un nombre restreint d'essais et un nombre suffisant de sections de mesure placées le long du tube de réaliser un grand nombre de points de mesures pouvant être comparés entre eux et faire l'objet de tentatives de corrélation.

Un essai fournit ainsi cinq points de mesure situés en régime thermique établi et trois points en régime non établi (figure n° 16 : essai type) ; il est caractérisé par une valeur de la puissance électrique appliquée au tube et une valeur du paramètre d'écoulement Re_0 (nombre de Reynolds dans la section d'entrée).

Quatre groupes d'essais ont été réalisés à $Re_0 = 200\ 000$, $350\ 000$, $600\ 000$ et $1\ 000\ 000$; chaque groupe comprend cinq essais réalisés avec des valeurs différentes de la puissance électrique donnant des échauffements de gaz compris entre 8°C/m et 40°C/m .

Les essais sont faits avec de l'air et du gaz carbonique.

Les températures d'entrée du gaz sont de 30°C ou 40°C , la température de sortie peut atteindre 230°C , la température de paroi est limitée à 430°C , les flux varient de $0,55\text{ watts/cm}^2$ à 16 watts/cm^2 .

La réalisation de ces essais pose des problèmes ardu : la fixation du débit du gaz et de la puissance électrique détermine entièrement un essai (la température d'entrée variant peu d'un essai

à l'autre) ; la température du tube est donc déterminée en tout point et il faut établir un premier jeu d'abaques permettant de la connaître afin de l'imposer aux éléments de l'enceinte chauffante.

Cette enceinte possède une inertie thermique énorme ; il faut 20 heures de chauffage continu pour qu'elle se mette en équilibre thermique avec le calorifuge et le milieu extérieur. Il faut donc établir un second jeu d'abaques provenant de l'étalonnage des cinq éléments chauffants de l'enceinte et permettant de lier la température d'équilibre d'un élément à la tension électrique qui lui est appliquée. Nous avons eu beaucoup de déboires dans ce domaine du fait de la faible résistance électrique des tôles chauffantes devant les résistances de contact des diverses connections, résistances variant de façon aléatoire dans le temps et d'un essai à l'autre ; il a fallu braser toutes les connections qui pouvaient l'être et argenter les autres.

Pratiquement, un essai se réalise de la façon suivante : vers 17 heures, la veille, l'enceinte est mise en chauffage ; ce chauffage se poursuit toute la nuit ; la matinée du lendemain se passe en retouches faites sur chaque élément pour l'amener à la température voulue ; l'essai proprement dit (mise en mouvement du gaz, chauffage du tube) débute vers 14 heures ; il suffit alors de deux heures pour que le tube atteigne son équilibre thermique (le calorifuge étant déjà à l'équilibre). On peut ainsi réaliser, au plus, un essai par jour, quatre essais par semaine.

DEUXIÈME PARTIE

CHAPITRE III

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES ÉCHANGES DE CHALEUR

ESSAI TYPE

Un relevé d'essai donne le long du tube :

- huit mesures de la température extérieure du tube (figure n° 15 : schéma des mesures effectuées)
- deux mesures de température pour chaque élément de l'enceinte chauffante prises au milieu, haut et bas, de l'élément.
- sept mesures de tension électrique.
- six mesures de pression statique.

Pour chaque essai (figure n° 16) nous traçons, en fonction de l'abscisse Z des sections de mesure le long du tube :

- la courbe de la température de la paroi extérieure du tube T_e ; celle de la paroi intérieure sera déduite par le calcul (Chapitre I : méthodes de mesures). Nous remarquons qu'après un établissement de régime intéressant les trois premières sections de mesure, cette courbe devient très sensiblement une droite caractérisant le régime thermique établi.

- les deux températures relevées sur chaque élément de l'enceinte chauffante. De façon conventionnelle, nous traçons deux droites horizontales de la longueur des éléments passant par les deux points de mesure ; elles doivent couper la courbe T_e . Le bas des éléments est toujours plus froid (fuites thermiques par les supports, les arrivées de courant) mais nous avons vérifié, au moyen de couples supplémentaires, que les températures des diverses parties d'un élément sont toujours voisines de ces deux températures qui sont donc bien représentatives.

- la courbe des différences de tension ΔV avec la tension à la bride d'entrée ; l'augmentation de la résistivité électrique du tube avec la température provoque une augmentation de la pente de cette courbe avec Z.

- la courbe de la pression statique du gaz, repérée par rapport à la pression donnée par la prise d'abscisse 3,050 mm. Sa pente augmente avec Z du fait de l'accélération du gaz provoquée par le chauffage.

- la courbe de la température de mélange du gaz T_m calculée ainsi qu'il est exposé dans le chapitre I (méthodes de mesures).

DEPOUILLEMENT DES ESSAIS

Coefficient d'échange local h_z

Nous avons défini un coefficient d'échange de chaleur local paroi-gaz (Chapitre II : choix des paramètres) par :

$$h_z = \frac{\varphi_z}{T_p - T_m}$$

φ_z est le flux thermique par unité de surface traversant la paroi dans la section d'abscisse Z.

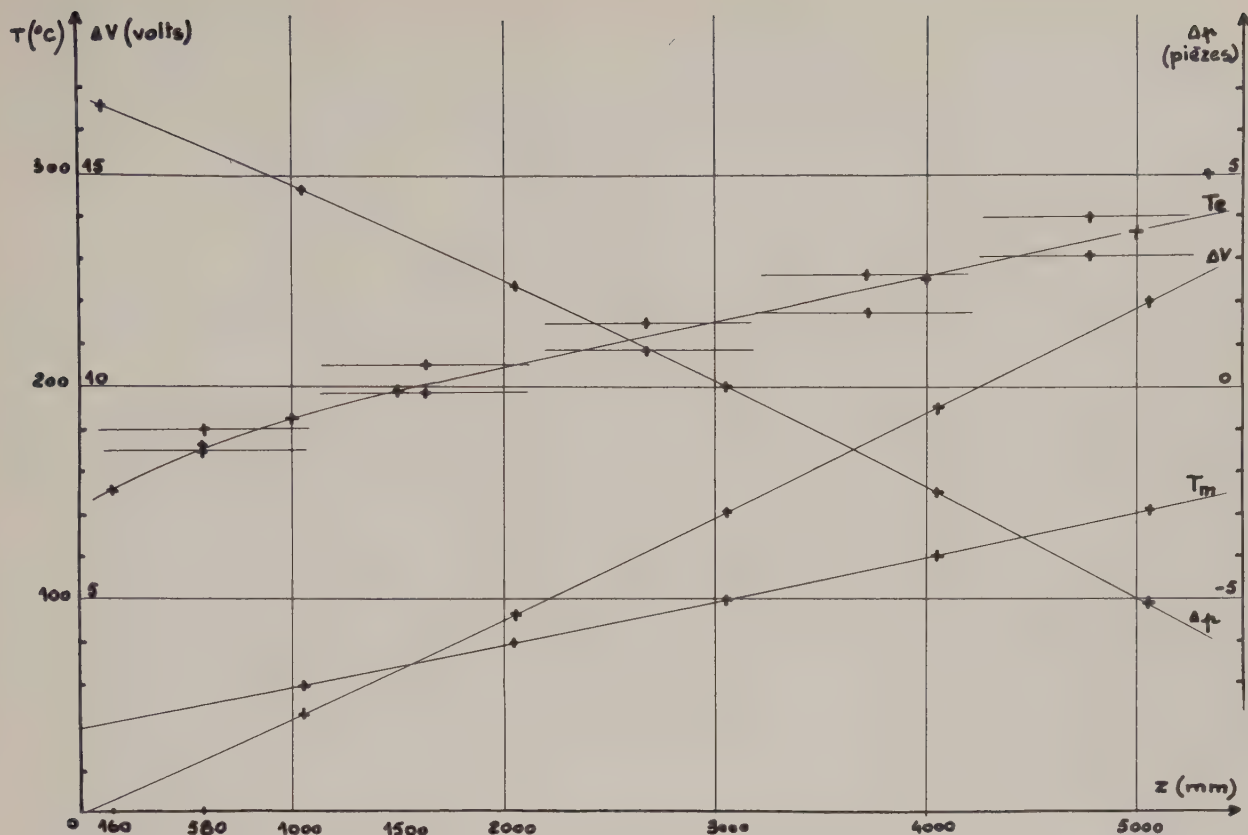


Figure 16 - Essai type.

h_z peut s'écrire :

$$h_z = \left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z \cdot \frac{1}{\pi D} \cdot \frac{1}{T_p - T_m}$$

$\left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z$ = puissance électrique dissipée par unité de longueur du tube dans la section d'abscisse z .

D = diamètre intérieur du tube compte tenu de sa dilatation.

T_p = température de paroi intérieure du tube.

T_m = température de mélange du gaz.

$$\left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z = I \left(\frac{\Delta V}{\Delta Z} \right)_z$$

I = intensité du courant électrique

$\left(\frac{\Delta V}{\Delta Z} \right)_z$ est déterminée à partir de la courbe de tension $V = f(z)$ donnée par les prises de tension, pour deux points A et B de part et d'autre et à égale distance de la section C (ce qui revient à assimiler la pente de la tangente en C à la courbe à celle de la corde AB, approximation justifiée pour une courbe de pente faible et variant lentement).

Aux extrémités du tube $\left(\frac{\Delta W}{\Delta Z} \right)_z$ est calculé par extrapolation au moyen de la courbe de la résistivité électrique du tube en fonction de la température $\rho = f(T)$ (figure n° 10).

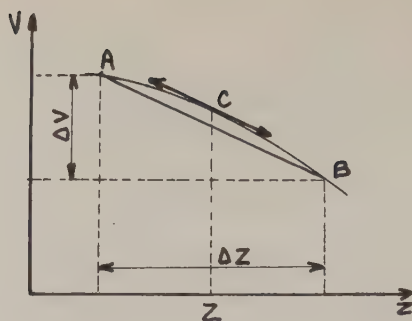


Figure 17.

Nombre de Margoulis local.

Il est défini par :

$$M_m = \frac{h_z}{\rho_m V_m C_{p_m}} = \frac{h_z s}{q C_{p_m}}$$

$V_m = \frac{q}{\rho_m s}$ = vitesse moyenne du gaz,

s = section du tube compte tenu de la dilatation

C_{p_m} = chaleur spécifique du gaz à la température T_m

Nombre de Nusselt local.

Nous le définissons de deux façons :

$$Nu_m = \frac{h_z D}{\lambda_m} \text{ ou } Nu_x = \frac{h_z D}{\lambda_x}$$

selon que la conductibilité thermique du gaz λ est prise à la température de mélange T_m ou à une température conventionnelle dite "de film" $T_x = T_m + x (T_p - T_m)$ température qui est définie par la valeur donnée à x (généralement comprise entre 0 et 1).

Nombre de Reynolds local.

Nous le définissons également de deux façons :

$$Re_m = \frac{\rho_m V_m D}{\mu_m} = \frac{4 q}{\pi \mu_m D} \quad Re_x = \frac{\rho_x V_m D}{\mu_x}$$

V_m = vitesse moyenne du gaz

ρ et μ sont la masse volumique et la viscosité absolue du gaz prises à la température de mélange T_m , ou à la température T_x définie précédemment.

Nota :

Les valeurs de λ , μ , C_p , P , utilisées dans les calculs sont extraites de la référence [IX] et figurent en courbes à la fin de l'ouvrage. (λ_{CO_2} et P_{CO_2} sont extraits de la référence [X]).

PRESENTATION DES RESULTATS D'ESSAIS

Nous avons groupé à la fin de l'ouvrage un ensemble de planches sur lesquelles sont portés les nombres de Margoulis M_m et de Nusselt Nu_m donnés par les essais en fonction de l'abscisse des sections de mesure le long du tube. Nous avons pensé que des courbes seraient plus accessibles que des tableaux de chiffres.

Ces courbes dépendent du flux thermique et se classent bien en fonction de celui-ci. Des différences apparaissent immédiatement entre l'air et le gaz carbonique : confusion ou séparation des courbes, croisements.

La croissance de M_m et la décroissance de Nu_m en régime thermique établi sont dues à la diminution du nombre de Reynolds provoquée par l'échauffement du gaz le long du tube.

ETUDE DES ECHANGES DE CHALEUR EN REGIME THERMIQUE ETABLI

L'étude des échanges de chaleur en régime thermique établi est beaucoup simplifiée par le fait que nous y sommes affranchis du paramètre d'abscisse (chapitre II : conduite des essais) ; il paraît naturel de la présenter en premier.

Les résultats d'essais (figure n° 16 : essai type) montrent que nous disposons de cinq sections de mesure d'abscisse $Z \geq 1\,500$ mm situées dans la zone de régime thermique établi (zone dans laquelle le gradient de température le long du tube devient à peu près constant) ; en chacune de ces sections nous pouvons calculer la valeur du nombre de Margoulis M_m , du nombre de Nusselt Nu_m , du nombre de Reynolds Re_m et du flux thermique.

Les figures n° 18 et 19 donnent en coordonnées logarithmiques pour l'air et le gaz carbonique, un relevé du nombre de Nusselt Nu_m en fonction du nombre de Reynolds Re_m . Les cinq points de mesure d'un même essai (c'est-à-dire pour un flux thermique donné) se placent sensiblement sur une droite de pente 0,8 (Nu_m décroissant avec Re_m quand le gaz s'échauffe le long du tube), mais cette droite se déplace vers les Nu_m décroissants lorsqu'on augmente le flux thermique. Cette décroissance de Nu_m , pour une valeur donnée de Re_m , peut atteindre 10 p.100 pour un rapport des flux de l'ordre de 5 ; elle sort largement des marges d'erreur.

Les droites $Nu_m = 0,0170 Re_m^{0,8}$ et $Nu_m = 0,0191 Re_m^{0,8}$ ont été tracées pour permettre de situer l'ensemble des résultats.

Les figures n° 20 et 21 donnent de même un relevé du nombre de Margoulis M_m en fonction du nombre de Reynolds Re_m pour les mêmes sections de mesure. Comme pour Nu_m , une "stratification" des points de mesure apparaît en fonction du flux thermique. Pour une valeur donnée de Re_m , M_m peut accuser une chute de 10 p.100 entre essais à flux extrêmes ; cette chute est moins forte pour le gaz carbonique.

Les droites $M_m = 0,0246 Re_m^{-0,2}$ et $M_m = 0,0251 Re_m^{-0,2}$ ont été tracées pour permettre de situer l'ensemble des résultats.

Ces résultats font bien apparaître l'influence d'un paramètre de flux thermique responsable de la séparation observée parmi les points de mesure ; cet effet paraît d'ores et déjà suffisamment important devant la précision atteinte par les mesures pour pouvoir être chiffré convenablement.

POINT DE VUE ANALYTIQUE

Des considérations théoriques à partir des équations du mouvement et de l'équation d'énergie d'un fluide [1] montrent que pour un fluide donné, le nombre de Margoulis M , calculé en régime thermique établi et dans le cas où les propriétés physiques du fluide ne sont pas constantes, dépend de trois paramètres qui sont un nombre de Reynolds Re , un nombre de Prandtl P et un paramètre d'énergie ou de flux Φ .

$$M = F(Re, P, \Phi)$$

Les caractéristiques du gaz sont calculées à une température de référence T , choisie arbitrairement, qui peut être la température moyenne de mélange T_m , la température de paroi T_p ou une température dite "de film" appartenant à l'intervalle (T_m, T_p) et définie par $T_x = T_m + x(T_p - T_m)$ (x constant).

Φ , paramètre de flux, doit être choisi de façon à rendre compte des résultats expérimentaux ; nous avons posé $\Phi = \frac{T_p - T_m}{T_p}$ qui paraît bien répondre à cette exigence ; ce paramètre est nul lorsque le flux est nul et ne dépasse pas 0,40 dans nos expériences.

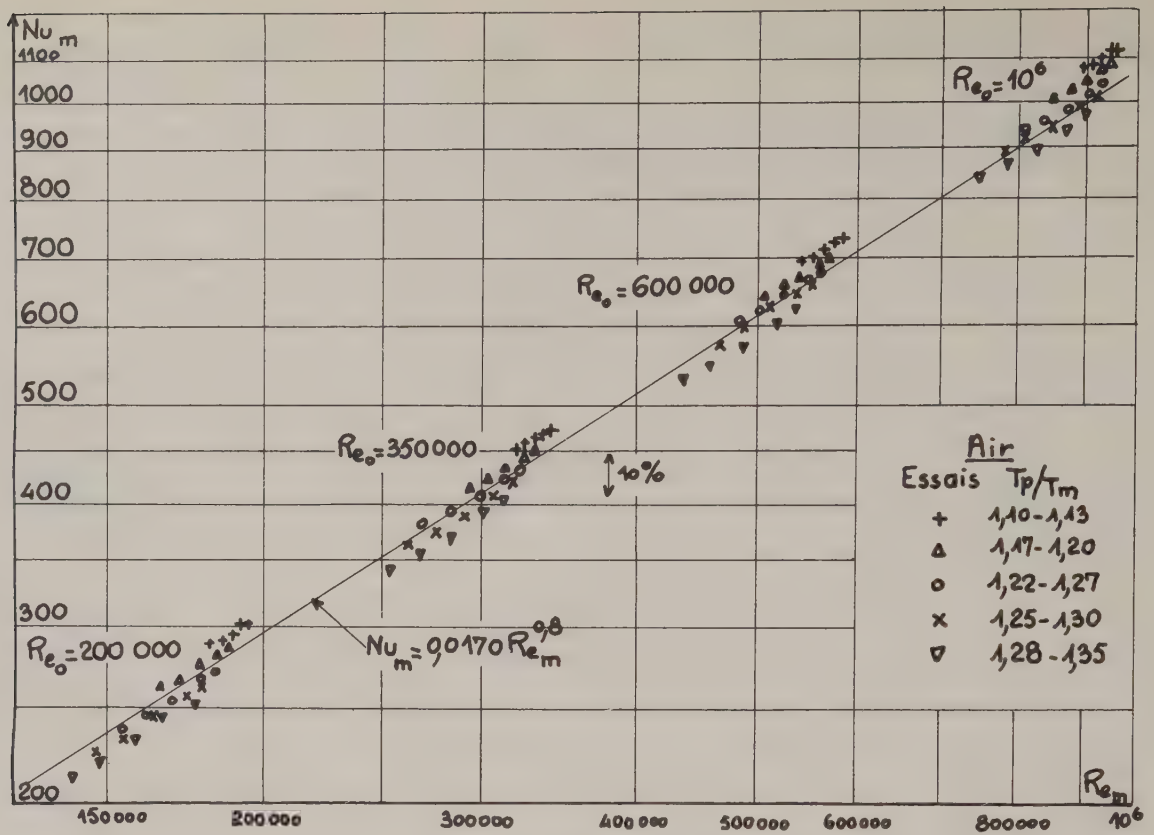


Figure 18.

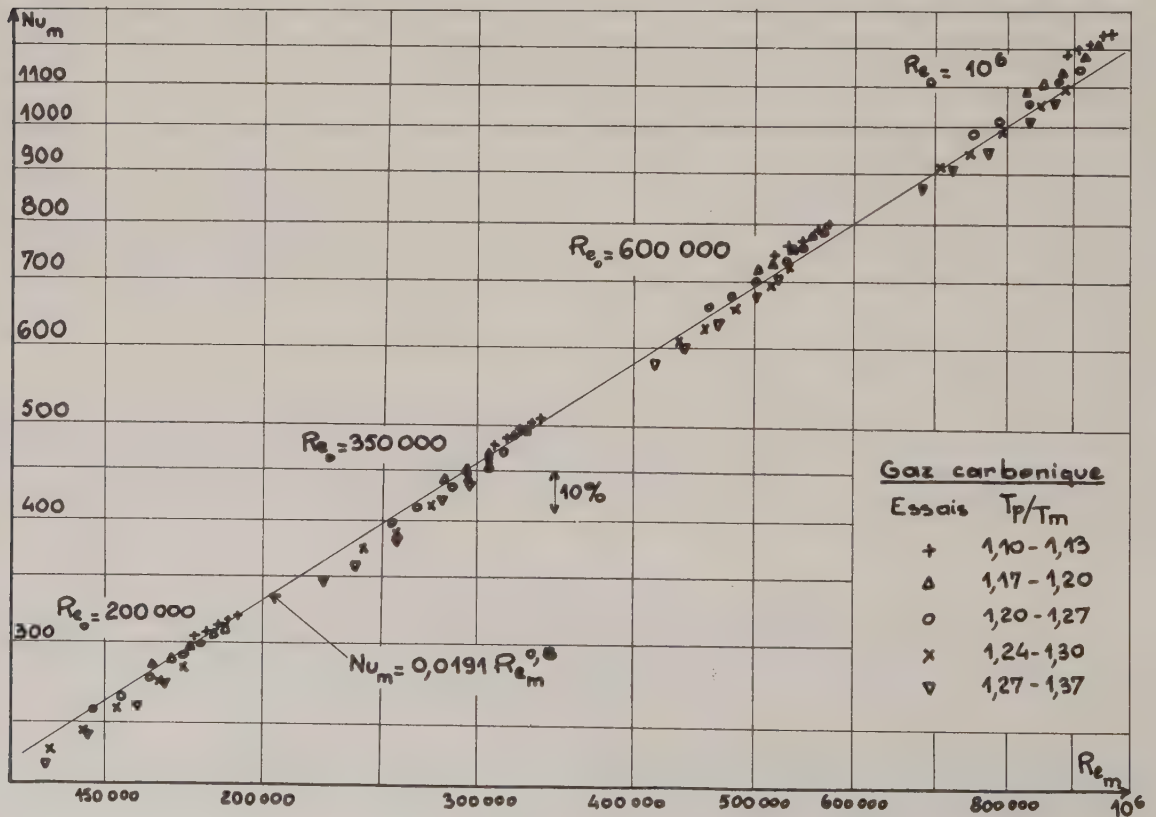


Figure 19.

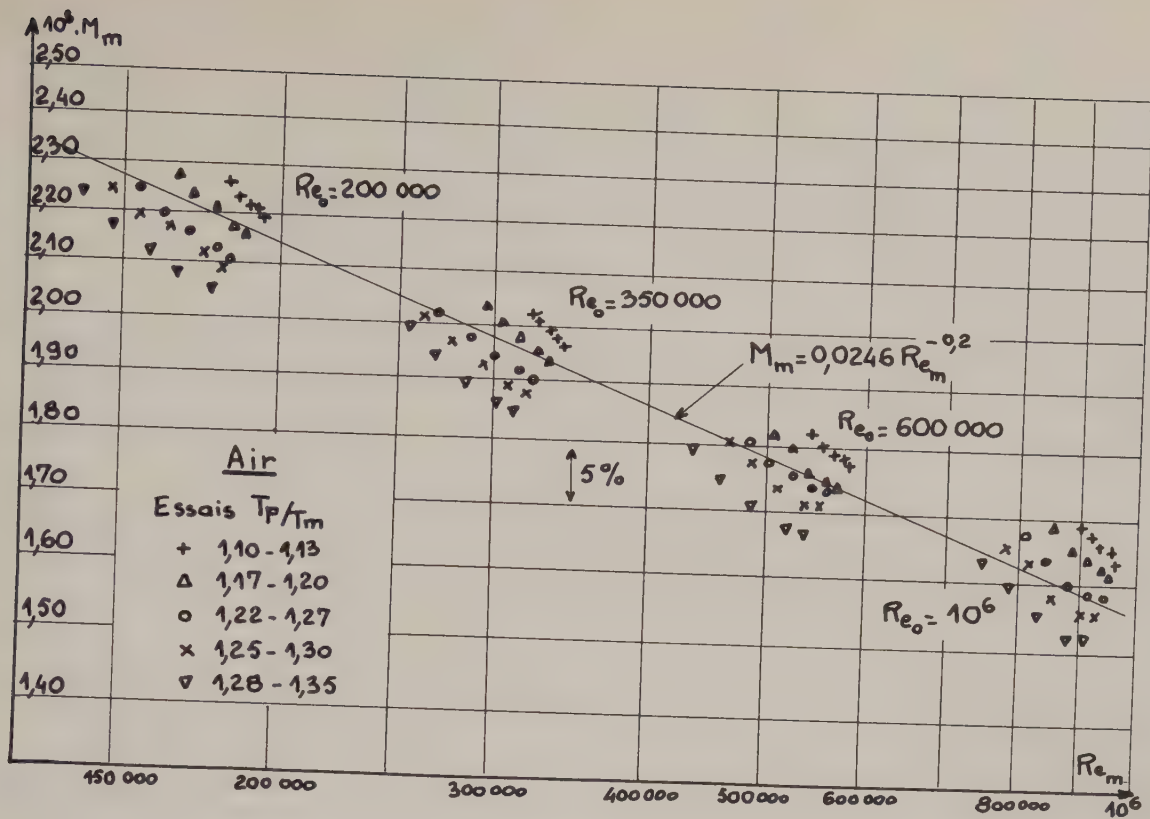


Figure 20.

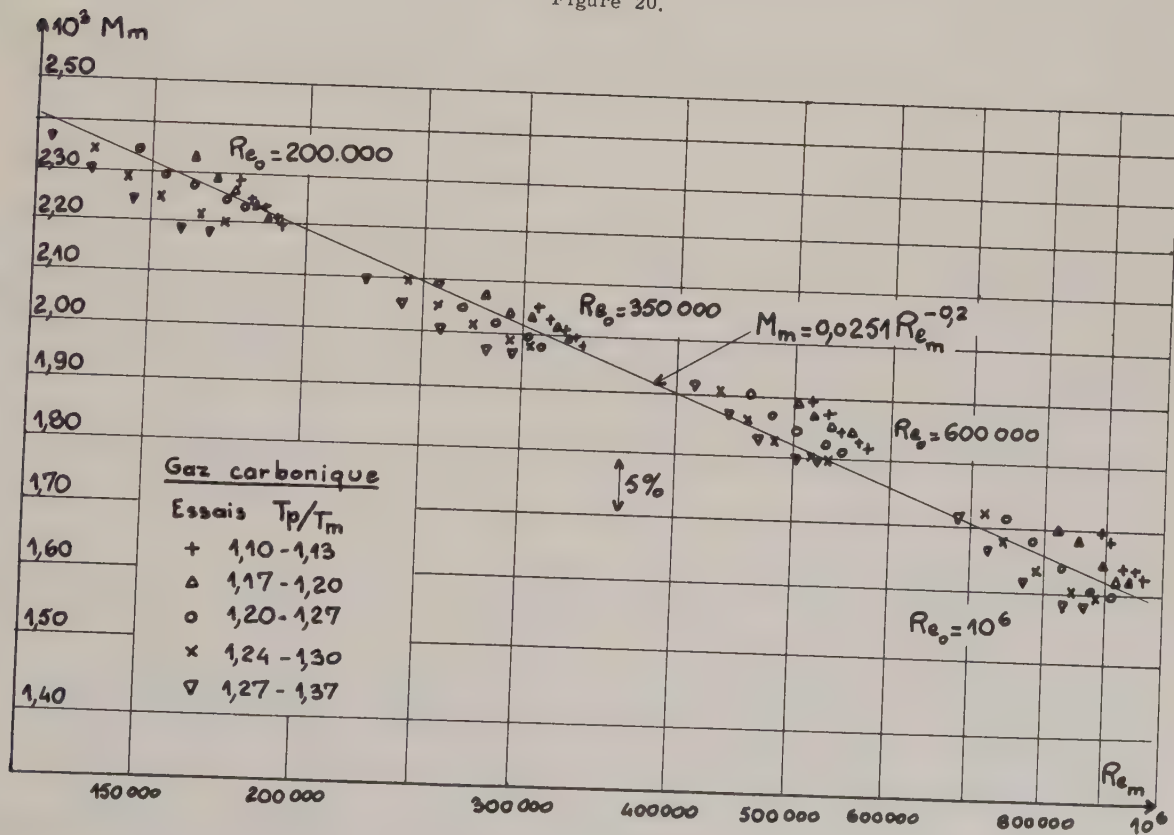


Figure 21.

M peut être développé en série par rapport à Φ au voisinage de zéro (Φ joue alors le rôle d'un terme correctif) :

$$M(Re, P, \Phi) = M(Re, P, 0) + \Phi \frac{\partial}{\partial \Phi} M(Re, P, 0) + \dots$$

En limitant le développement aux deux premiers termes on peut écrire :

$$M = M_0 \left(1 + a \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

M_0 désigne le nombre de Margoulis "à flux nul" c'est-à-dire sa limite lorsque le flux thermique tend vers zéro (il ne peut donc être obtenu que par extrapolation). M_0 et a sont des fonctions de Re et P .

Le nombre de Nusselt Nu s'exprime de la même façon en fonction de $(T_p - T_m)/T_p$ puisque : $Nu = M \cdot P \cdot Re$

Lorsqu'on change de température de référence, on ne change pas la forme de cette expression, seule change la valeur de a . La valeur de M_0 ne change pas puisque c'est la valeur du nombre de Margoulis lorsque le flux tend vers zéro et qu'alors $T_p = T_m = T_x$; les caractéristiques physiques du fluide deviennent constantes dans toute la section ; M_0 ne dépend pas non plus de la nature du fluide.

Pour un gaz donné et un certain intervalle de Re et $(T_p - T_m)/T_p$, on peut choisir la valeur de la température de référence de façon que a soit nul et que seul reste le terme M_0 ; on obtient ainsi des corrélations indépendantes de la valeur du flux thermique ainsi que l'on fait de nombreux auteurs (Annexe I : Utilisation d'une température de film T_x). Ce procédé ne nous paraît pas présenter un grand intérêt sur le plan pratique : dans un projet où se fixe généralement la valeur de la puissance thermique à transmettre au fluide ; on connaît donc T_m et on doit procéder par itérations successives pour connaître M et T_p ; il paraît plus aisé de faire porter ces opérations sur un terme correctif que sur M lui-même et d'éviter ainsi de recalculer les valeurs des caractéristiques du fluide à chaque opération.

Dans la suite de cette étude, nous prenons T_m comme température de référence et déterminons les valeurs de M_0 et a en fonction de Re_m et P_m à partir des résultats expérimentaux.

DETERMINATION DE M_0 et a

Principe de la méthode.

Le problème posé dépend de trois paramètres (Re_m , P_m et $\frac{T_p - T_m}{T_p}$) il faut s'en fixer deux afin d'étudier les variations de M_m en fonction du troisième. Nous faisons pour chaque essai une fiche d'exploitation (figure n° 22) sur laquelle figurent, en fonction de l'abscisse Z des sections de mesure, les valeurs de M_m , T_m et $(T_p - T_m)/T_p$ relevées en régime thermique établi. Ces courbes sont sensiblement des droites.

Considérons un groupe de cinq essais à un même débit q ; à une valeur donnée de T_m , soit T_1 , correspondent, pour les cinq essais, les mêmes valeurs de Re_m et P_m , soit Re_1 et P_1 ; nous relevons les cinq valeurs correspondantes de M_m et $(T_p - T_m)/T_p$, soit M_1 et $\left(\frac{T_p - T_m}{T_p}\right)_1$

Sur un second diagramme (figure n° 23) nous portons les valeurs relevées de $\log M_1$ en fonction des valeurs relevées $\left(\frac{T_p - T_m}{T_p}\right)_1$; le terme $a \frac{(T_p - T_m)}{T_p}$ étant petit, nous obtenons une droite dont la pente est $a (Re_1, P_1)$ et l'ordonnée à l'origine $\log M_0$.

En opérant de même avec les trois autres groupes d'essais à des débits différents et pour la même valeur de $T_m = T_1$ nous obtenons trois autres valeurs de M_0 et a ; nous déterminons ainsi, au moyen de quatre points, les fonctions $M_0 (Re_m, P_1)$ et $a (Re_m, P_1)$.

En recommençant ces opérations avec d'autres valeurs de la température T_m , nous faisons apparaître les variations de M_0 et a en fonction de P_m .

Remarquons que cette méthode a le mérite de ne faire aucune hypothèse sur la forme des fonctions $M_0 (Re_m, P_m)$ et $a (Re_m, P_m)$.

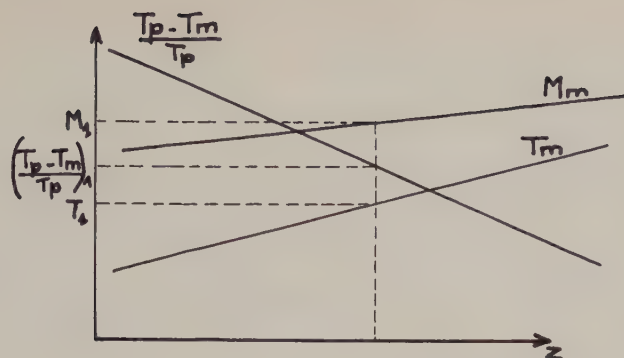


Figure 22.

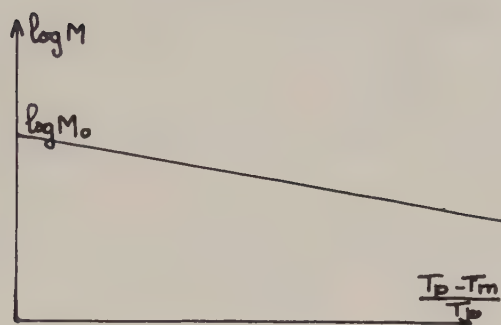


Figure 23.

Réalisation pratique.

Le nombre de Prandtl P_m varie peu avec la température ; le dépouillement des essais montre rapidement que, compte tenu de la précision atteinte, nous ne pouvons déterminer les variations de M_o et a en fonction de P_m . Nous avons donc pris a indépendant de P_m et M_o proportionnel à $P_m^{-0,6}$, satisfaisant ainsi à une règle généralement admise.

Les essais sont définis par la valeur du nombre de Reynolds à l'entrée Re_o , et non par celle du débit q qui peut varier de 1 p. 100 ou 2 p. 100 pour les essais d'un même groupe. Le dépouillement n'étant pas fait par rapport à P , nous devons nous fixer la valeur de Re_m , plutôt que celle de T_m pour les essais de même Re_o ; les valeurs de Re_m fixées pour les quatre groupes d'essais seront néanmoins choisies de façon à correspondre à peu de chose près à la même valeur de T_m .

Cas de l'air.

Nous portons $\log_{10} M_m$ en fonction de $(T_p - T_m)/T_p$ (figure n° 24) ces grandeurs étant déterminées ainsi qu'il est exposé ci-dessus. Pour $T_m > 75^\circ C$, nous ne disposons plus que de quatre points pour définir la droite, et que pour $T_m > 120^\circ C$, nous ne disposons plus que de trois points, les essais à bas flux n'étant plus utilisables.

Pour une valeur donnée de T_m , les droites sont sensiblement parallèles ; a paraît donc indépendant de Re_m ; par contre il paraît diminuer lorsque T_m augmente comme s'il y avait un effet de température ; cet effet paraît difficilement imputable à la variation du nombre de Prandtl P_m et fait plutôt penser que le paramètre $\frac{T_p - T_m}{T_p}$ utilisé comme terme correctif n'est peut-être pas le mieux adapté.

Nous négligeons cet effet et prenons $a = C^{*} = -0,40$. La figure n° 26 donne, en coordonnées logarithmiques et pour l'air, une représentation de :

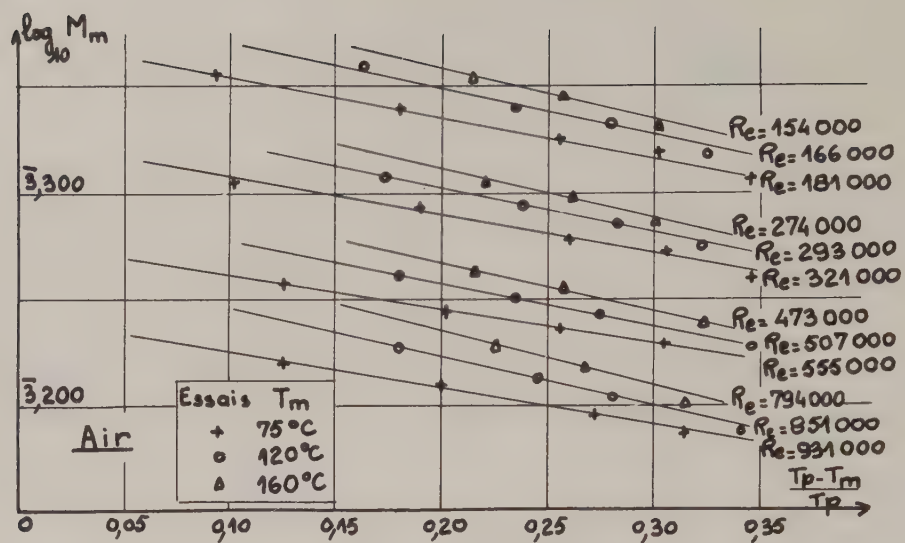


Figure 24.

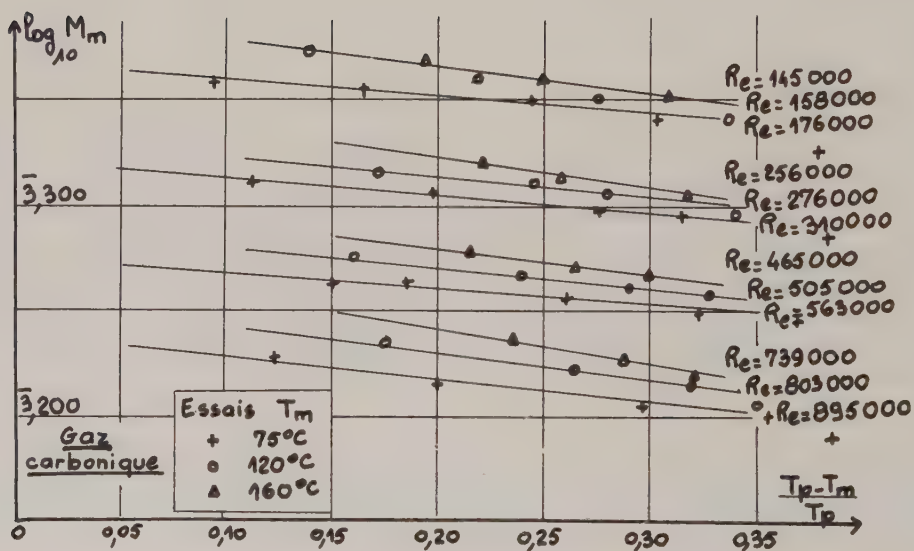


Figure 25.

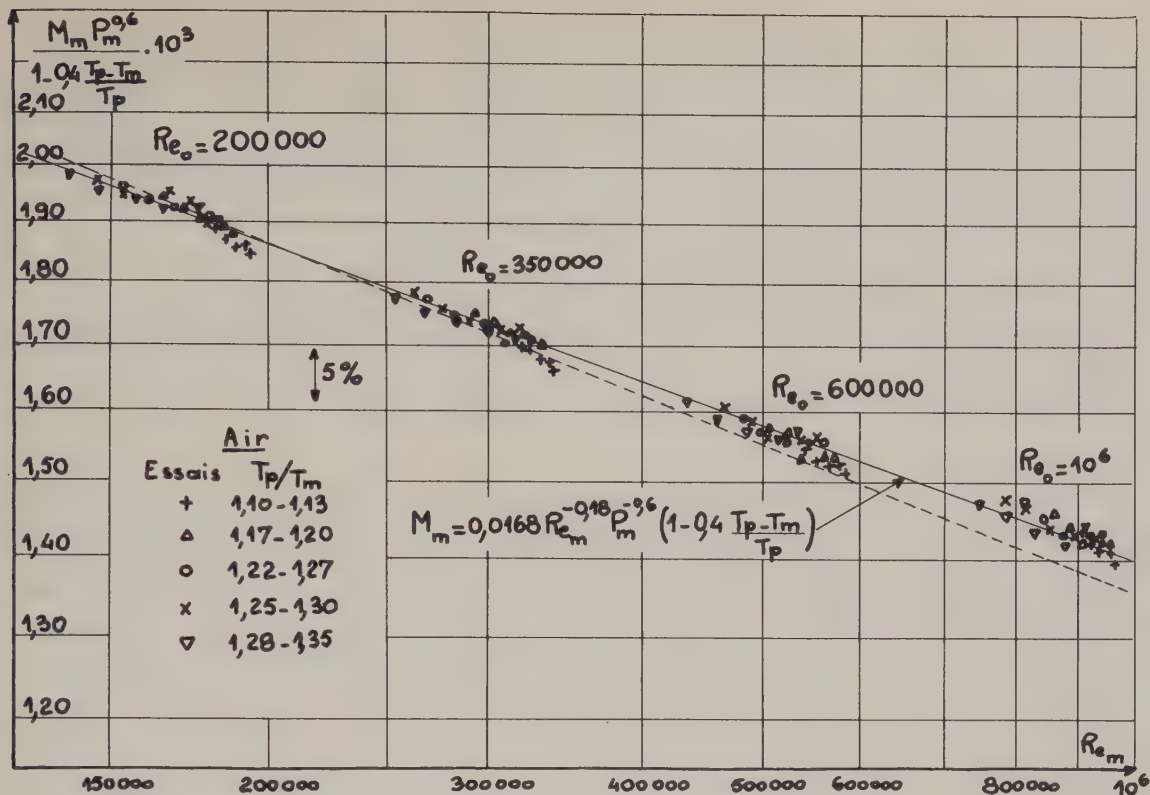


Figure 26.

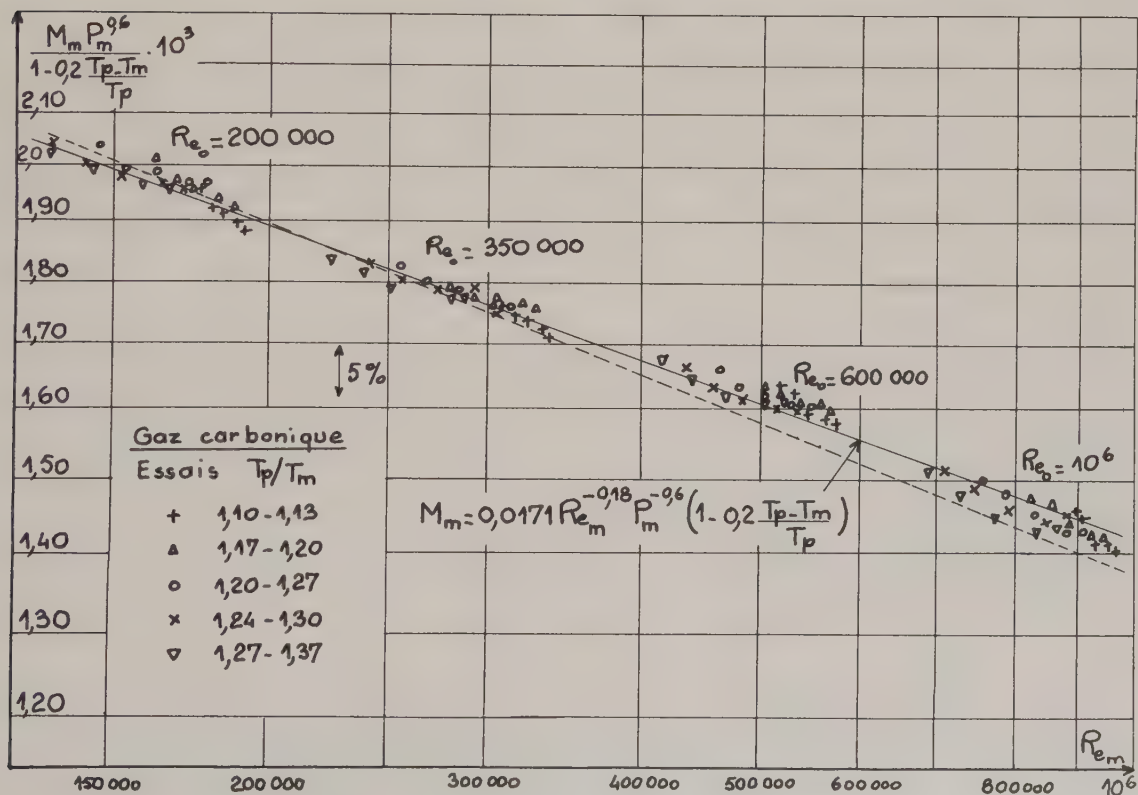


Figure 27.

$$1 - 0,4 \frac{\frac{M_m \cdot P_m^{-0,6}}{T_p - T_m}}{T_p}$$

en fonction de Re_m pour l'ensemble des résultats d'essais. Tous les points se regroupent dans une bande ± 2 p.100 autour de la droite :

$$M_m = 0,0168 \quad Re_m^{-0,18} \quad P_m^{-0,6} \left(1 - 0,4 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

Nous avons tracé en tirets une droite de pente $-0,2$; elle s'éloigne nettement des points d'essais. Nous retrouverons ce résultat lorsque nous utiliserons une température de film $T_{0,4}$ (Annexe I) : nous obtiendrons, pour les nombres de Nusselt, une droite de pente supérieure à $0,8$.

Cas du gaz carbonique

La figure n° 25 qui donne une représentation de $\log_{10} M_m$ en fonction de $(T_p - T_m)/T_p$ appelle les mêmes remarques que son homologue pour l'air, mais la pente des droites apparaît nettement plus faible.

Nous nous sommes fixé $a = -0,20$ et avons porté, en coordonnées logarithmiques et pour l'ensemble des points de mesure :

$$1 - 0,2 \frac{\frac{M_m \cdot P_m^{0,6}}{T_p - T_m}}{T_p}$$

en fonction de Re_m . Compte tenu d'un léger décalage entre les essais à $Re_0 = 600\,000$ et $Re_0 = 10^6$ qui paraît dû à une erreur systématique, l'ensemble des points se regroupe dans une bande ± 2 p.100 autour de la droite :

$$M_m = 0,0171 \quad Re_m^{-0,18} \quad P_m^{-0,6} \left(1 - 0,2 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

Là encore une droite de pente $-0,2$ (représentée en tirets) s'éloigne trop des points de mesure.

Ces résultats confirment bien les prévisions théoriques : les valeurs de a dépendent de la nature du fluide (elles varient ici du simple au double entre le gaz carbonique et l'air ; elles sont valables dans un intervalle donné des paramètres) ; la valeur de M_0 paraît bien indépendante de la nature du fluide.

Remarque.

Nous devons attirer l'attention sur le fait suivant : il paraît contradictoire de réaliser des mesures très précises permettant d'atteindre un coefficient d'échange avec une précision de l'ordre de 1 p.100 si, pour former ensuite des nombres de Margoulis, de Nusselt ou de Reynolds, on doit utiliser des caractéristiques physiques de gaz connues avec une précision de 3 à 5 p.100 (ce qui peut se produire plus particulièrement avec les conductibilités thermiques et les nombres de Prandtl). Si ce fait ne présente pas de gros inconvénients lorsqu'il s'agit de publier uniquement des résultats, puisqu'il suffit alors de citer les références utilisées lors du dépouillement, il n'en est pas de même lors de la recherche des corrélations pouvant se manifester entre les phénomènes observés, certaines références pouvant conduire à des corrélations qui leur sont liées, ou au contraire faire apparaître des différences dans les résultats selon la pression ou la température d'essai, ou la nature du gaz, qui ne correspondent pas à l'apparition d'effets nouveaux dans les phénomènes étudiés.

Ainsi les résultats des essais à l'air et au gaz carbonique tels qu'ils se présentent dans les figures n° 18, 19, 20 et 21 paraissent semblables et il ne semble pas que de grosses différences doivent apparaître lors de leur exploitation ; il n'en est plus de même si, utilisant la référence [IX] nous portons $M_m P_m^{-0,6}$ en ordonnées, au lieu de M_m car lorsque P_m varie de 4 p.100 pour l'air en fonction de T_m , il varie de 11 p.100 pour le gaz carbonique ; les corrélations généralement proposées pour les gaz usuels ne sont plus applicables au gaz carbonique.

Ce fait nous a paru inacceptable. Des mesures récentes de la conductivité thermique du gaz carbonique [X] donnent des résultats voisins de ceux de [IX] au voisinage de 100°C, mais inférieurs de près de 7 p. 100 à 300°C ; appliqués au calcul de P_m ils ne donnent plus pour celui-ci qu'une variation voisine de celle de l'air. Nous avons repris le dépouillement des essais avec ces nouvelles données et avons pu obtenir ainsi une exploitation plus cohérente des résultats.

Les valeurs de C_p , μ , λ et P utilisées dans les calculs sont représentées en courbes à la fin de l'ouvrage.

Conclusion.

L'utilisation d'un terme correctif de flux nous a permis de regrouper l'ensemble des points de mesure dans une bande de 4 p. 100 de largeur environ autour d'une formule de corrélation du type:

$$M = M_0 \left(1 + a \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

il ne semble pas que la précision des essais permettent d'espérer beaucoup mieux.

Le paramètre $(T_p - T_m)/T_p$ que nous utilisons comme paramètre de flux paraît bien répondre au problème posé, quoique, comme h_z et Re_m , il ait un caractère global et ne rende pas compte de la nature du phénomène d'échange.

L'influence de la nature du gaz se manifeste de façon très sensible sur la valeur de a ; il serait intéressant de reprendre ces essais avec d'autres gaz et avec des fluides de nature très différente.

ETUDE DES PHENOMENES D'ENTREE

L'appareillage d'essais n'a pas été conçu en vue d'une étude des phénomènes à l'entrée du tube de mesure ; les mesures de température et de tension effectuées dans la zone d'établissement du régime thermique de l'écoulement sont en nombre insuffisant et il n'a pas été pris de dispositions destinées à réduire la conduction longitudinale dans le tube à une valeur acceptable et à compenser avec suffisamment de précision les fuites thermiques dans le calorifuge.

Le dépouillement des points de mesure dans cette région est fait en négligeant la conduction longitudinale dans le tube (son effet reste faible, sauf au voisinage immédiat de la bride de raccordement, sur deux diamètres environ) et en supposant que le flux thermique ne s'établit que 35 mm après la section d'entrée du tube (c'est la largeur de la bride de raccordement, ce mode de dépouillement a le mérite de donner un ensemble de résultats très homogène). Les résultats ainsi obtenus sont d'autant moins précis qu'on se rapproche de la section d'entrée ; par comparaison de plusieurs méthodes de calcul nous évaluons cette précision à ± 2 p. 100 pour le point d'abscisse $Z = 1\,000$ mm, ± 3 p. 100 pour le point d'abscisse $Z = 580$ mm, ± 6 p. 100 pour le point d'abscisse $Z = 160$ mm. Nous avons pensé néanmoins que leur comparaison avec des résultats d'ordre théorique ou expérimental établis par quelques auteurs pouvait être intéressante.

Une étude théorique complète de Deissler [31] suppose que le frottement et le transfert de chaleur se font dans les couches limites dynamique et thermique, la température et la vitesse du gaz restant uniformes en dehors de ces couches, la température totale et la pression totale étant constantes ; les coefficients de diffusion des quantités de chaleur et des quantités de mouvement sont égaux et obéissent à une loi donnée ; la variation du frottement et du flux thermique dans le fluide ne modifient pas la distribution des vitesses et des températures. Les solutions établies en supposant :

$$\frac{\mu}{\mu_p} = \frac{\lambda}{\lambda_p} = \left(\frac{T}{T_p} \right)^{0,68}, \quad C_p = \text{Cte}, \quad P = 0,73 \quad \text{et} \quad \rho = \frac{P}{RT}$$

nécessitent des intégrations numériques considérables.

Wolf [33] a repris et étendu ce calcul ; les solutions sont présentées sous la forme d'un nombre de Nusselt $Nu_0 = h_z D_0 / \lambda_0$ en fonction de l'abscisse Z/D , d'un paramètre de flux $\Phi = \varphi_z / \rho_0 V_0 C_p T_0$ et du nombre de Reynolds à l'entrée $Re_0 = \rho_0 V_0 D_0 / \mu_0$.

Le calcul prévoit une diminution de Nu_0 lorsque Φ augmente, plus sensible pour l'air que pour le gaz carbonique et augmentant avec Re_0 .

La figure n° 28 donne pour l'air et le gaz carbonique une représentation de Nu_0 donné par nos essais en fonction de Z/D pour les trois sections de mesure d'abscisse $Z = 160, 580$ et $1\,000$ mm ($Z/D = 4, 14,5$ et 25). Pour ne pas surcharger la figure nous n'avons représenté, pour chaque groupe d'essais caractérisé par la valeur de Re_0 , que trois essais, les deux essais à flux extrêmes et un essai à flux moyen.

Nous retrouvons les résultats prévus par Wolf : une augmentation de Φ provoque une diminution de Nu_0 d'autant plus sensible que Re_0 est plus élevé et plus sensible pour l'air que pour le gaz carbonique. Nous avons représenté en tirets les courbes théoriques calculées par Wolf pour $\Phi = 0$ et $Re_0 = 200\,000$ et $70\,000$; notons que les résultats expérimentaux de cet auteur se situent au-dessus des courbes théoriques pour un échauffement du gaz et au-dessous pour un refroidissement.

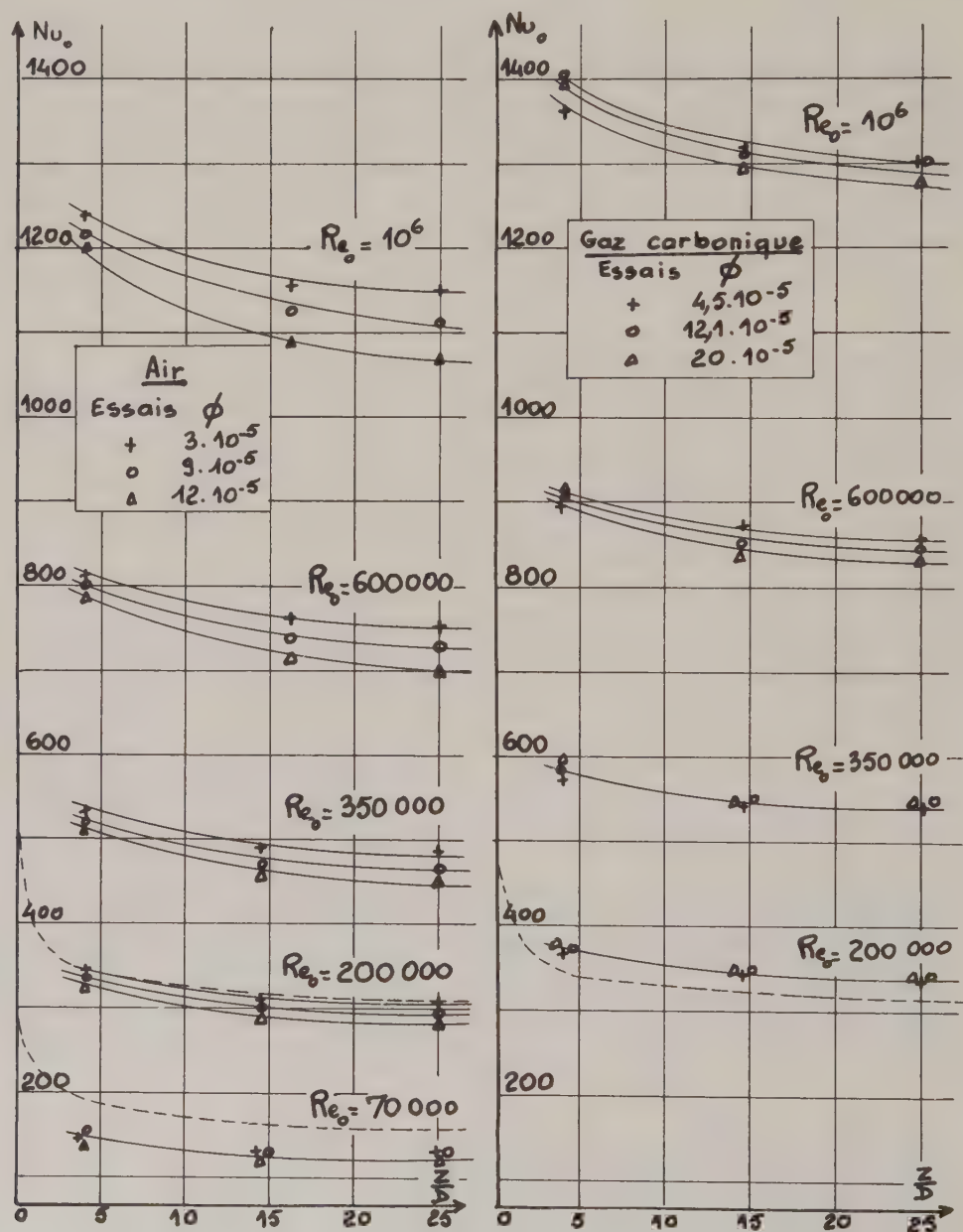


Figure 28.

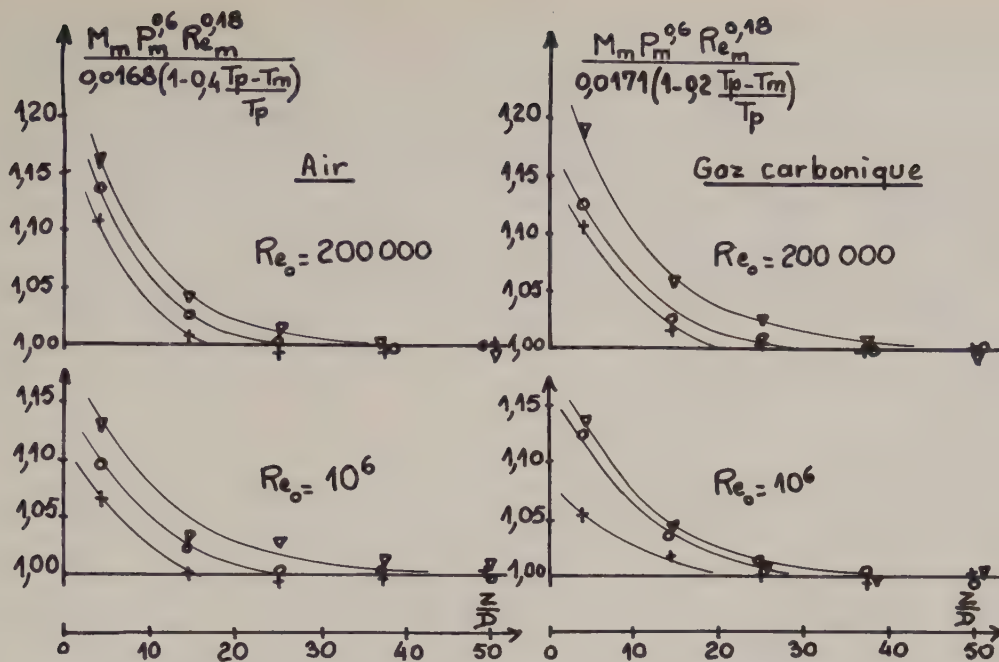


Figure 29.

LONGUEUR D'ETABLISSEMENT DE REGIME

Elle est définie comme la distance séparant la section d'entrée de la section où la couche limite thermique a envahi tout le tube, c'est-à-dire de la section à partir de laquelle le profil de température ne présente plus de ligne droite perpendiculaire à l'axe de tube.

Cette définition implique un calcul ou une mesure de l'épaisseur de la couche limite thermique ; lorsque cette mesure n'est pas réalisée on peut se fixer la distance à partir de laquelle le coefficient d'échange h , le nombre de Margoulis M ou le nombre de Nusselt Nu deviennent constants ; on peut ainsi définir, par exemple, une longueur d'établissement de régime thermique "à 5 p. 100" ou "à 1 p. 100", distance à partir de laquelle $h \leq 1,05 h_\infty$ ou $h \leq 1,01 h_\infty$ (ou M , ou Nu).

Une difficulté se présente qui est due à la variation des caractéristiques du gaz avec la température : pour un échauffement le long du tube, le nombre de Reynolds diminue sans cesse et h , M et Nu ne deviennent pas constants. L'influence du flux thermique vient encore compliquer le problème.

D'après nos résultats, ce qui devient constant lorsque le régime thermique est établi, c'est le quotient

$$\frac{M_m P_m^{0,6} Re_m^{0,18}}{1 + a \frac{T_p - T_m}{T_p}}$$

Nous pouvons définir par rapport à ce quotient une longueur d'établissement de régime "à 5 p. 100" ou "à 1 p. 100". Les longueurs ainsi obtenues sont liées à cette définition et peuvent différer de résultats obtenus par d'autres moyens ; elles présentent néanmoins l'intérêt de donner la distance pratique à partir de laquelle les corrélations proposées sont applicables.

La figure n° 29 donne, en fonction de Z/D , une représentation de

$$\frac{M_m P_m^{0,6} Re_m^{0,18}}{0,0168 \left(1 - 0,4 \frac{T_p - T_m}{T_p}\right)} \text{ pour l'air et de } \frac{M_m P_m^{0,6} Re_m^{0,18}}{0,0171 \left(1 - 0,2 \frac{T_p - T_m}{T_p}\right)}$$

pour le gaz carbonique ; nous avons représenté trois essais à $Re_0 = 200\ 000$ et $Re_0 = 10^6$ avec les valeurs extrêmes du flux thermique et une valeur moyenne. Certains essais ont été "recalés" afin de donner la même valeur asymptotique en ordonnées.

Le nombre de Reynolds Re_0 et la nature du gaz ne paraissent pas influencer sur la longueur d'établissement de régime ; par contre une influence très nette du flux thermique se manifeste qui peut la porter de 15 à 30 diamètres entre valeurs extrêmes. Ce résultat paraît surprenant et conduit à quelques réserves ; il serait intéressant de procéder à des essais plus précis dans cette région pour vérifier ce fait.

Notons que Wolf [33] propose pour la détermination de la longueur d'établissement de régime "à 1 p. 100" la formule $L = C Re^{0,2}$ avec $C = 2,1$ pour l'air et $1,3$ pour le gaz carbonique, ce qui donne 24 et 33 diamètres pour l'air et 15 et 20 diamètres pour le gaz carbonique avec $Re_0 = 200\ 000$ et $Re_0 = 10^6$.

CHAPITRE IV

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FROTTEMENT

Le coefficient de frottement dans une section du tube est défini par :

$$f = \frac{\tau_o}{p_d}$$

τ_o = force de frottement par unité de surface à la paroi du tube (sthènes/m²)

$p_d = \frac{1}{2} \rho_m V_m^2$ = pression dynamique moyenne du gaz dans la section de mesure (pièzes)

ρ_m = masse volumique du gaz à la température de mélange T_m (T/m³)

$V_m = \frac{q}{\rho_m s}$ = vitesse moyenne du gaz (m/s)

τ_o est calculé à partir d'une mesure de différence de pression statique entre deux sections B et C distantes de ΔZ et situées de part et d'autre et à égale distance de la section de mesure A.

Le théorème de la quantité de mouvement appliqué à deux sections du tube distantes de dZ s'écrit :

$$d \iint_s \rho V^2 d\sigma = - s dp - \tau_o \pi D \cdot dZ \quad (1)$$

Posons :

$$\beta = \frac{1}{\rho_m V_m^2 s} \iint_s \rho V^2 d\sigma \quad = \text{coefficient de répartition de quantité de mouvement.}$$

En écoulement isotherme on peut montrer aisément que $\beta = 1 + A \frac{f}{2}$ dans l'hypothèse où la vitesse V en chaque point de la section à la distance r de la paroi peut être mise sous la forme.

$$\frac{V - V_{\max}}{V^*} = F \left(\frac{r}{r_o} \right)$$

avec $V_{\max}$ = vitesse sur l'axe du tube.

$$V^* = \sqrt{\frac{\tau_o}{\rho}}$$

F = fonction universelle

En remarquant que $\rho_m V_m^2 = \frac{q^2}{s^2}$, l'équation (1), après division par s , devient :

$$d (\beta \rho_m V_m^2) = \beta \frac{q^2}{\rho_m s^2} \left[\frac{d\beta}{\beta} + \frac{d \left(\frac{1}{\rho_m} \right)}{\frac{1}{\rho_m}} \right] = - dp - \tau_o \frac{\pi D dZ}{s}$$

Avec $\frac{1}{\rho_m} = \frac{RT_m}{p}$ il vient :

$$- dp = \beta \frac{q^2}{\rho_m s^2} \left[\frac{dT_m}{T_m} - \frac{dp}{p} + \frac{d\beta}{\beta} \right] + \frac{f}{2} \frac{q^2}{\rho_m s^2} \frac{\pi D dZ}{s} \quad (2)$$

Un calcul d'ordre de grandeur montre que, dans le cas des mesures que nous avons effectuées (sections B et C distantes de 2 m) $\frac{dT_m}{T_m} \sim 170.10^{-3}$, $-\frac{dp}{p} \sim 9.10^{-3}$ et $\frac{d\beta}{\beta} < 2.10^{-3}$ (en prenant comme approximation $\beta = 1 + 4f$).

Dans la suite des calculs, nous avons négligé $\frac{d\beta}{\beta}$ comme une correction du 3ème ordre.

L'intégration de (2) entre les sections B et C distantes de ΔZ donne, en supposant que T_m varie linéairement entre B et C (voir fig. 16 : essai type) et en posant :

$$\begin{aligned} \bar{T} &= \frac{(T_m)_b + (T_m)_c}{2} & \bar{p} &= \frac{p_b + p_c}{2} & \frac{1}{\bar{\rho}} &= \frac{RT}{p} \\ \Delta T &= (T_m)_c - (T_m)_b & \Delta p &= p_b - p_c \\ \Delta p &= \beta \frac{q^2}{\bar{\rho} s^2} \left[\frac{\Delta T}{\bar{T}} - \frac{1}{\bar{T}} \int_0^{\Delta Z} T \frac{dp}{p} \right] + \frac{f}{2} \frac{q^2}{\bar{\rho} s^2} \frac{4}{D} \Delta Z \end{aligned}$$

Les mesures montrent que dans l'intervalle d'intégration, les variations relatives de $\frac{dp}{p}$ sont très inférieures à celles de T (10 fois inférieures environ). En prenant $\frac{dp}{p} = \text{Cte} = -\frac{\Delta p}{p}$ il vient :

$$\Delta p = \beta \frac{q^2}{\bar{\rho} s^2} \left[\frac{\Delta T}{\bar{T}} + \frac{\Delta p}{\bar{p}} \right] + \frac{f}{2} \frac{q^2}{\bar{\rho} s^2} \frac{4}{D} \Delta Z$$

soit en posant : $\bar{p}_d = \frac{1}{2} \frac{q^2}{\bar{\rho} s^2}$

$$4 f = \frac{D}{\Delta Z} \left[\frac{\Delta p}{\bar{p}_d} - 2 \beta \left(\frac{\Delta p}{\bar{p}} + \frac{\Delta T}{\bar{T}} \right) \right]$$

On prend $\beta = 1 + 4 f$.

ETUDE DU FROTTEMENT EN ECOULEMENT ISOTHERME

L'étude du frottement en écoulement isotherme, c'est-à-dire sans chauffage du tube de mesure, répond à un double but : d'une part établir les valeurs du frottement "à froid", qui serviront de référence et auxquelles seront comparées les valeurs relevées "à chaud", d'autre part déterminer si les prises de pression statique répondent à la précision que nous en attendons et calculer, éventuellement, les corrections à leur appliquer.

En écoulement isotherme :

$$4 f = \frac{D}{\Delta Z} \frac{\Delta p}{\bar{p}_d} \left(1 - 2 \beta \frac{\bar{p}_d}{\bar{p}} \right)$$

Les essais sont toujours exécutés à la pression la plus basse possible compatible avec le débit à faire passer dans la cellule afin d'obtenir de grandes valeurs de Δp et ainsi la plus grande précision possible. Dans ces conditions, le terme entre parenthèse varie entre 0,985 et 0,990 pour l'ensemble des essais à froid ; la pression dynamique croît de 0,5 p.100 environ entre l'entrée et la sortie du tube et $\Delta p/\Delta Z$ augmente corrélativement d'autant.

Le calcul des corrections à apporter aux indications fournies par les prises de pression statique est conduit en supposant $\Delta p/\Delta Z = C$ le long du tube (c'est-à-dire en assimilant la courbe de pression p en fonction de l'abscisse Z à une droite). Cette approximation est très acceptable mais il faut que la droite passant entre les points de mesure soit toujours obtenue de la même façon afin que les résultats puissent être comparatifs ; pour cela elle doit être calculée par une méthode des moindres carrés par exemple ($p = az + b$ étant l'équation de la droite, il faut rendre minimum la quantité $\sum_1^n (\Delta p_i - az_i - b)^2$, Δp_i désignant la mesure donnée par chaque prise de pression d'abscisse Z_i , ce qui donne deux équations

$$\sum_1^n Z_i (\Delta p_i - az_i - b) = 0$$

$$\sum_1^n \Delta p_i - az_i - b = 0 \quad \text{d'où on tire } a \text{ et } b).$$

Cette droite est réputée représenter p ; sa pente a permet de calculer la valeur du coefficient de frottement en écoulement isotherme et les différences entre les valeurs de p données par la droite et par les prises de pression permettent de calculer les corrections à apporter aux indications de celles-ci.

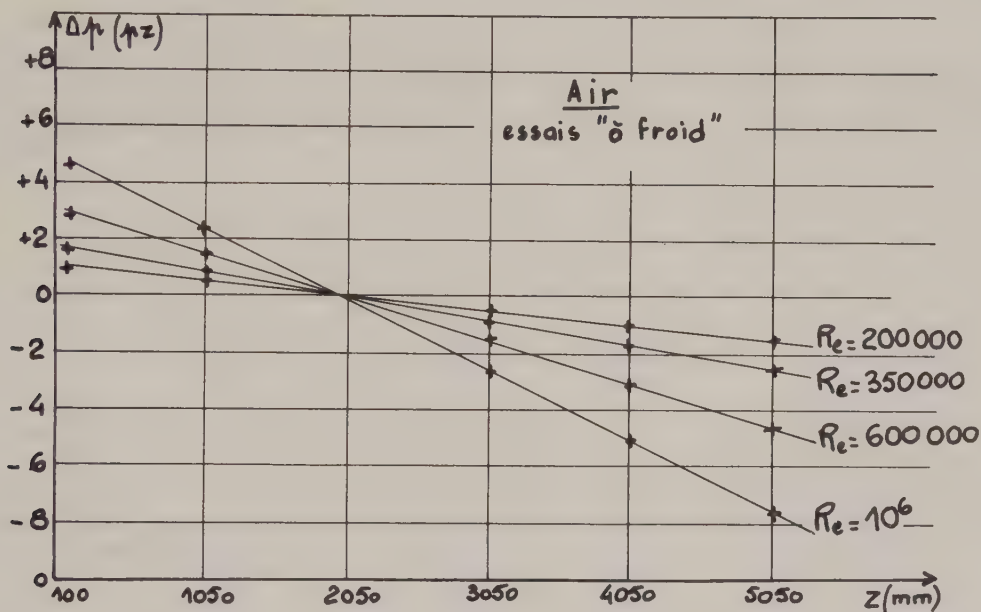


Figure 30.

La figure n° 30 donne l'ensemble des points relevés pour les six prises de pression statique du tube de mesures et des droites calculées pour quatre essais à l'air $Re_0 = 200\ 000$, $350\ 000$, $600\ 000$ et 10^6 . Les prises sont repérées par rapport à l'une d'elles ($Z = 2\ 050$ mm), elle-même repérée par rapport à la pression de référence de l'installation.

Les valeurs calculées du frottement sont portées dans un diagramme de Colebrook (figure n° 31). Le tube de mesure n'est pas tout à fait lisse ($\epsilon \simeq 3 \cdot 10^{-5}$ à $5 \cdot 10^{-5}$) ; la courbe établie servira de référence pour les essais à chaud. Nous estimons à ± 1 p.100 la précision avec laquelle est atteint f_0 (reproductibilité des expériences).

CORRECTION DES PRISES DE PRESSION STATIQUE

$\Delta (\Delta p)$ désignant la différence entre la valeur de p donnée par la droite et la valeur donnée par une prise de pression, on peut affecter à celle-ci un coefficient de correction $\xi = \Delta (\Delta p)/p_0$. Ce coefficient est indépendant du débit.

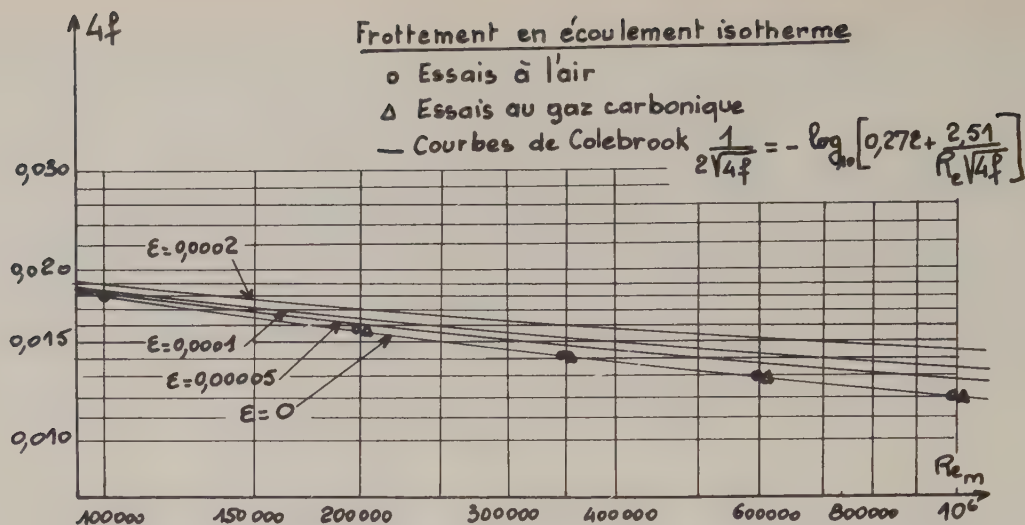


Figure 31.

En fait, de nombreux déboires lors des premiers essais nous ont montré qu'une prise nécessitant une correction supérieure à 0,2 p. 100 p_0 était à rejeter ; nous avons donc retouché ou refait celles qui le nécessitaient afin de n'avoir qu'un ensemble de prises ne nécessitant pas de corrections.

ETUDE DU FROTTEMENT LORSQUE LE TUBE EST CHAUFFÉ

Lorsque le tube est chauffé, le frottement est donné par :

$$4f = \frac{D}{\Delta Z} \left[\frac{\Delta p}{p_0} - 2\beta \left(\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta p}{p} \right) \right]$$

Bien que les échauffements de gaz soient modérés, le second terme entre crochets peut atteindre 40 p. 100 de $\Delta p/p_0$.

Nous n'utilisons pour cette étude que trois prises de pression d'abscisses respectives $Z = 1\,050$, $3\,050$ et $5\,050$ mm ; cette restriction est due au fait que la principale cause d'imprécision dans le calcul de f provient de la mesure de Δp ; pour avoir des valeurs de Δp suffisamment grandes nous avons dû nous fixer deux segments de mesure de 2 m de long qui nous donnent deux mesures du frottement dans deux sections d'abscisses respectives : $Z = 2\,050$ et $Z = 4\,050$ mm.

Nous estimons à ± 2 p. 100 la précision avec laquelle f est ainsi obtenu (reproductibilité des expériences).

Les figures N° 32 et 33 donnent, en coordonnées logarithmiques, les valeurs relevées de $4f$ en fonction de Re_m pour l'air et le gaz carbonique. Chaque essai fournit, ainsi qu'il est dit ci-dessus, deux points de mesure qui ont été reliés entre eux pour plus de clarté. Lorsque le flux thermique augmente, nous observons une diminution de f qui peut atteindre 10 p. 100 ; nous remarquons d'autre part qu'à bas nombre de Reynolds la seconde section de mesure donne un frottement plus élevé que la première ; cette différence disparaît et s'inverse lorsque le nombre de Reynolds Re_m augmente.

Ces résultats révèlent un effet très sensible du flux thermique sur le coefficient de frottement.

POINT DE VUE ANALYTIQUE

Un raisonnement analogue à celui qui a été fait au sujet du nombre de Margoulis peut être fait pour le frottement. On peut écrire le coefficient de frottement sous la forme d'un développement limité en fonction d'un paramètre de flux et ne conserver que les deux premiers termes de ce développement :

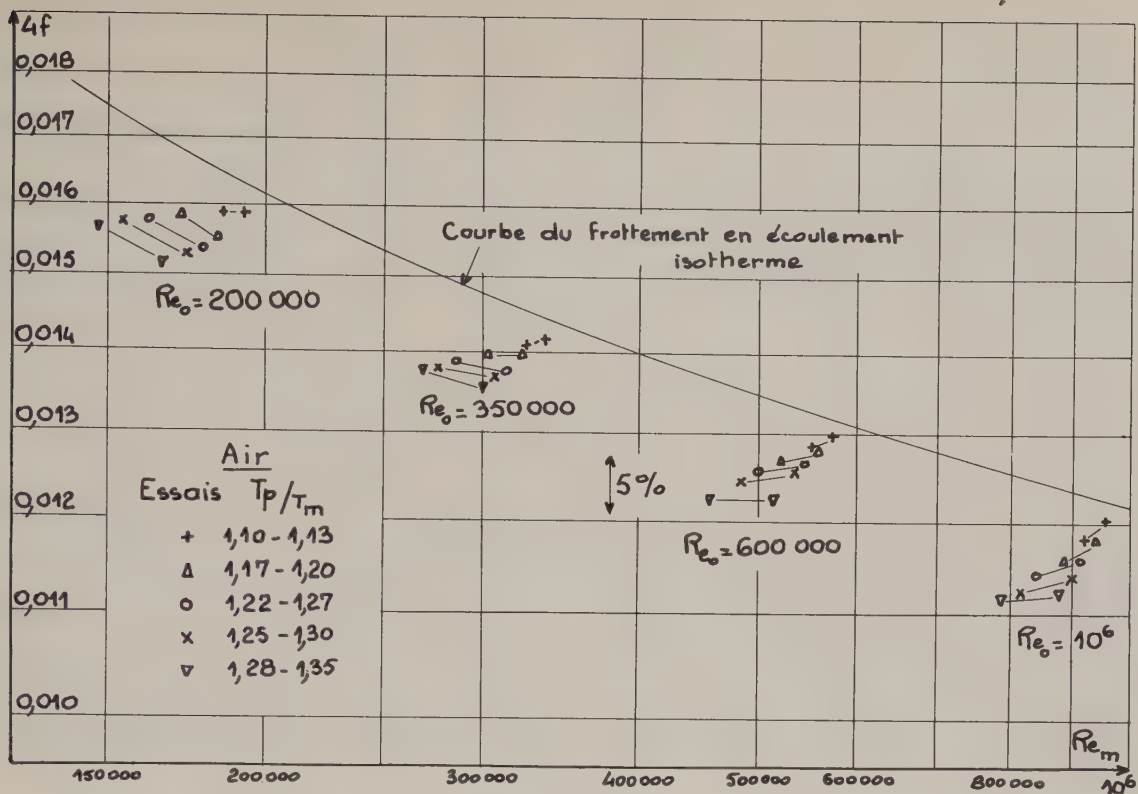


Figure 32.

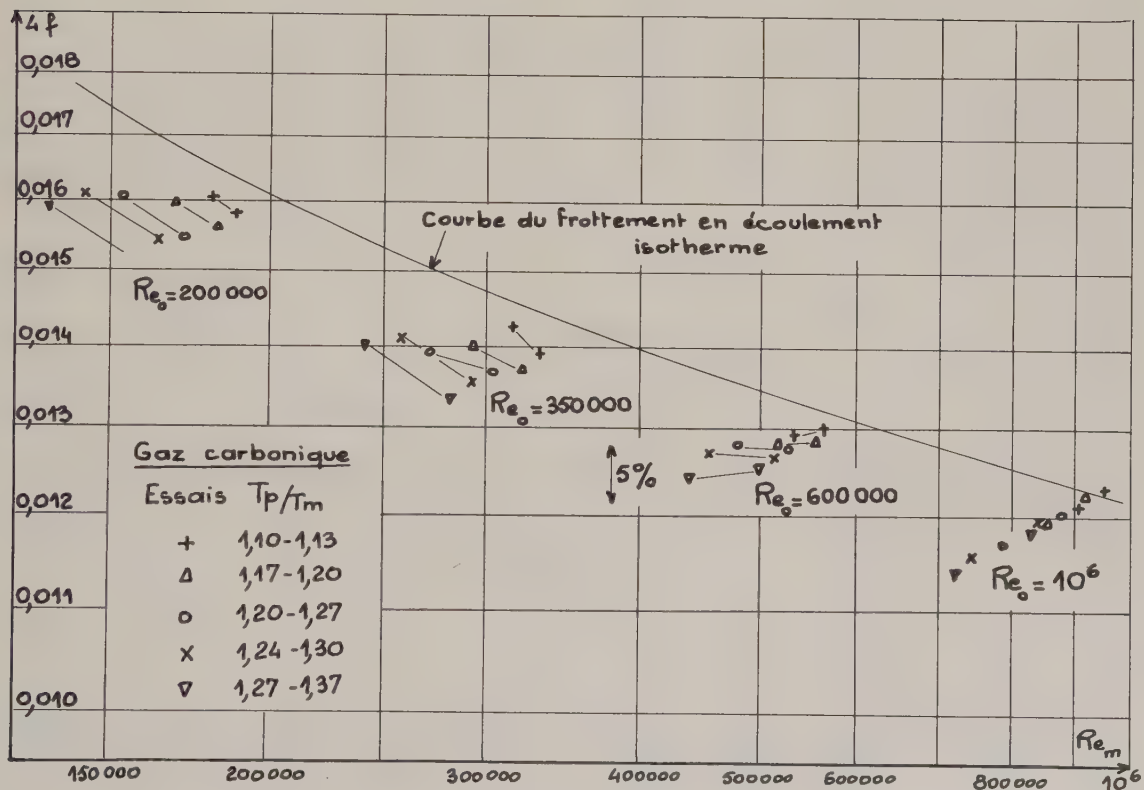


Figure 33.

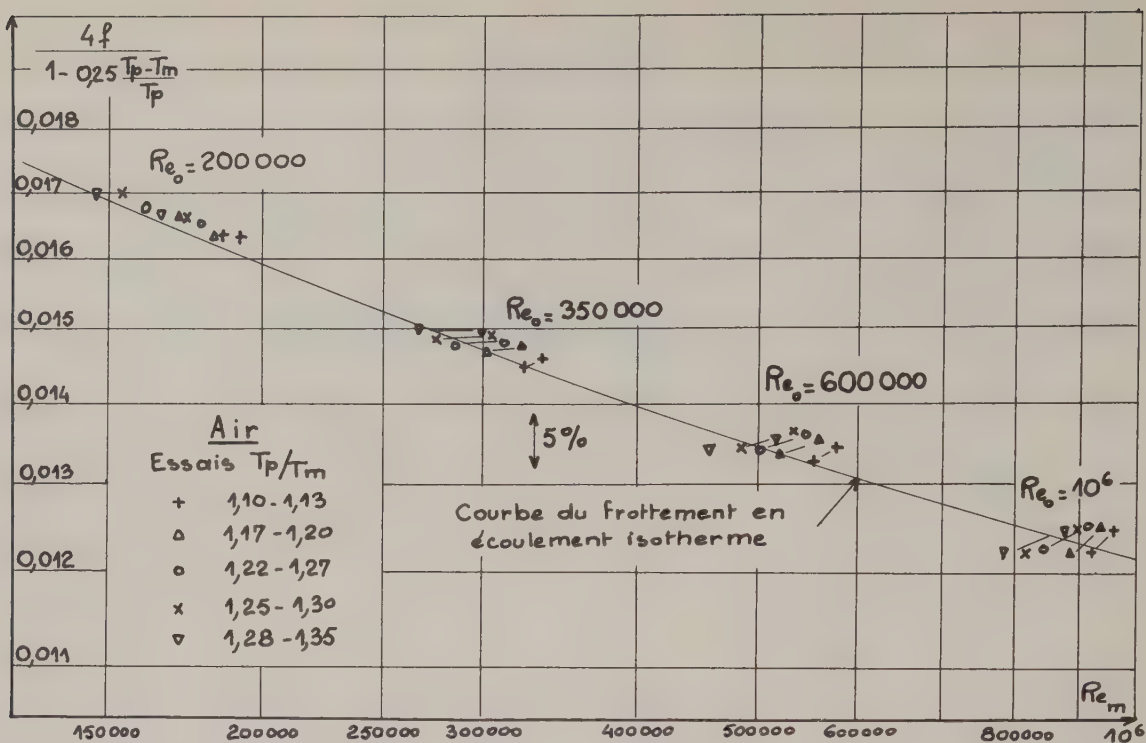


Figure 34.

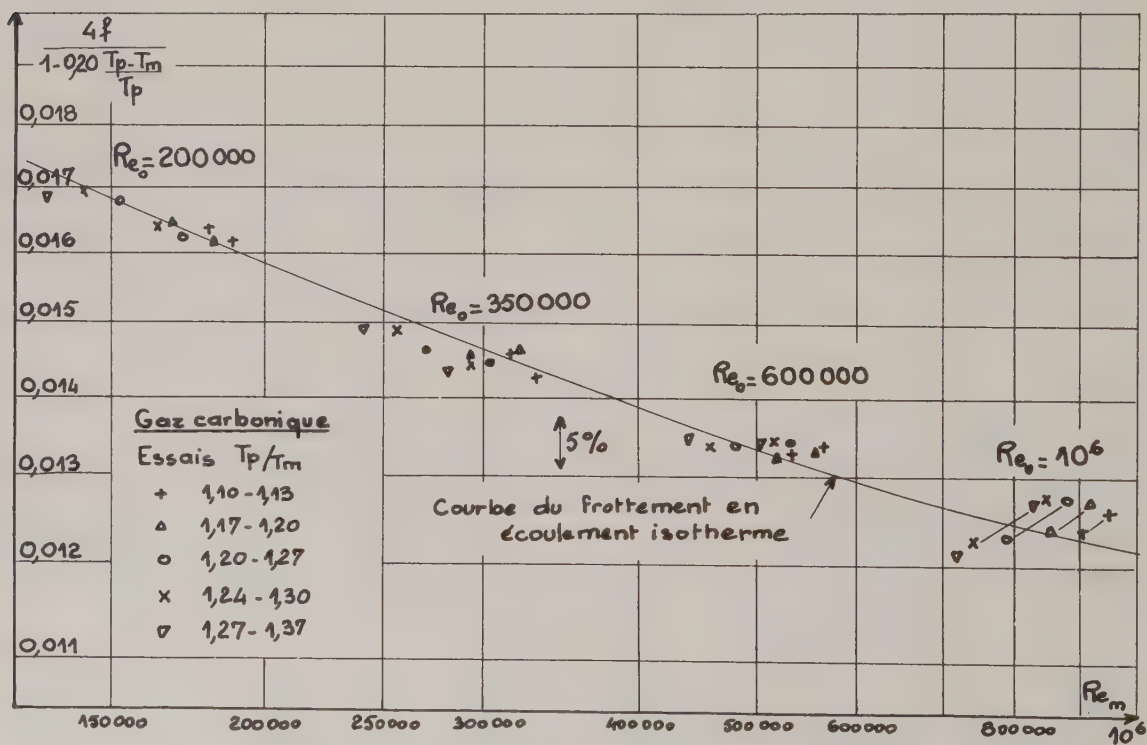


Figure 35.

$$f = f_0 \left(1 + b \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

f_0 est le frottement mesuré en l'absence de chauffage

f_0 et b sont des fonctions du nombre de Reynolds Re_m et de la rugosité relative du tube ϵ .

L'application de cette formule ne paraît pas convenir aux deux points d'un même essai lorsque Re_m dépasse 350 000. Si on l'ajuste pour un des points seulement de chaque essai, d'abscisse donné, b paraît ne pas dépendre de Re_m . Nous nous sommes fixé $b = \text{constante}$, et avons porté, en coordonnées logarithmiques,

$$\left(\frac{4 f}{1 - 0,25 \frac{T_p - T_m}{T_p}} \right) \text{ pour les essais à l'air et } \left(\frac{4 f}{1 - 0,20 \frac{T_p - T_m}{T_p}} \right)$$

pour les essais du gaz carbonique en fonction de Re_m (figure n° 34 et 35)

Les points de mesure se regroupent bien autour de la courbe $f = f_0$ pour les essais à $Re_0 = 200\ 000$ et $Re_0 = 350\ 000$. Pour les essais à $Re_0 = 600\ 000$ et 10^6 le second point peut être ramené sur la courbe $f = f_0$ mais le premier se situe alors au-dessus ; il semble qu'on doive faire intervenir un paramètre d'abscisse comme si le régime du frottement n'était pas établi. Ce résultat révèle la complexité d'un phénomène où la rugosité joue certainement un rôle, le tube ne pouvant plus être considéré comme lisse aux nombres de Reynolds auxquels nous opérons.

Les corrélations que nous présentons :

$$f = f_0 \left(1 - 0,25 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour l'air}$$

$$f = f_0 \left(1 - 0,20 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour le gaz carbonique}$$

permettent néanmoins un regroupement intéressant des points de mesure et peuvent être utilisées comme une bonne approximation du calcul du frottement pour des applications courantes.

CONCLUSION

L'étude que nous venons de présenter se situe parmi les nombreuses études à caractère théorique ou expérimental réalisées de toutes parts ces dernières années et visant à éclairer le problème de l'influence du flux de chaleur et de la nature du fluide sur les coefficients d'échange de chaleur entre une paroi et un fluide. Ce problème a pris une importance toute particulière dans les domaines de l'énergie nucléaire et de l'aéronautique, soit qu'on doive déterminer des coefficients d'échange de chaleur avec une grande précision, soit que la réalisation de forts flux ait un effet non négligeable même dans le cas de calculs ou d'essais relativement peu précis.

Le problème posé est complexe et un premier stade conduit à s'affranchir des facteurs qui seraient particuliers aux géométries utilisées et à étudier, tout naturellement, le cas du tube cylindrique lisse de section circulaire et de longueur indéfinie. Cette géométrie simple qui se définit par peu de paramètres est aisément reproductible et confère à ces études un caractère fondamental et général. Les résultats ne sont pas, en toute rigueur, directement applicables à d'autres géométries mais peuvent servir de référence à des études particulières et révéler la marche à suivre lors de telles études.

Le travail que nous présentons est avant tout un travail expérimental ; il repose essentiellement sur les résultats de nos mesures. Les conclusions auxquelles nous aboutissons ne sont donc applicables, en toute rigueur, qu'à l'intérieur des domaines de variation des paramètres qui définissent nos expériences ; elles sont liées également à la précision atteinte par nos mesures et à la précision avec laquelle notre appareillage réalise le phénomène étudié. Ce phénomène est schématisé par un tube cylindrique indéfini de section circulaire, un écoulement fluide dont le régime dynamique est établi lorsque débute l'établissement du régime thermique, un flux de chaleur constant à la paroi.

Le domaine d'investigation est large en ce qui concerne les nombres de Reynolds (10^5 à 10^6) mais volontairement restreint en ce qui concerne les flux thermiques ($1,10 < T_p/T_m < 1,40$) cette restriction étant compensée par une grande précision des mesures. Il nous semble cependant que certains résultats généraux peuvent être tirés de cette étude et que les corrélations et formulations auxquelles elle aboutit peuvent être appliquées avec une bonne précision à un domaine beaucoup plus vaste.

Ces formulations comportent l'utilisation d'un coefficient d'échange paroi-gaz défini comme le quotient du flux de chaleur à la paroi par la différence de température paroi-gaz et l'introduction d'un paramètre de flux $(T_p - T_m)/T_p$ utilisé comme terme correctif. Ce paramètre est introduit en considérant le nombre de Margoulis M_m calculé à la température de mélange du gaz comme une fonction de trois paramètres indépendants qui sont le nombre de Reynolds Re_m , le nombre de Prandtl P_m et le paramètre de flux $(T_p - T_m)/T_p$. Un développement par rapport à ce dernier et limité aux deux premiers termes permet d'écrire M_m sous la forme :

$$M_m = M_0 \left(1 + a \frac{T_p - T_m}{T_p} \right)$$

M_0 et a étant des fonctions de Re_m et P_m .

Les résultats d'essais montrent que M_0 ne dépend pas de la nature du fluide (à la précision près des mesures) conformément aux prévisions théoriques et que a peut être pris constant dans le domaine des nombres de Reynolds et des températures étudiés. Ils peuvent être représentés, à ± 2 p. 100 près, par les formules :

$$M_m = 0,0168 \operatorname{Re}_m^{-0,18} P_m^{-0,6} \left(1 - 0,4 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour l'air}$$

$$M_m = 0,0171 \operatorname{Re}_m^{-0,18} P_m^{-0,6} \left(1 - 0,2 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour le gaz carbonique}$$

Ces formules ont la portée des développements limités : on peut prévoir qu'elles cadreront mal avec des valeurs très élevées des flux de chaleur ou des conditions expérimentales très éloignées de nos conditions d'essai. Sous leur forme la plus restrictive elles sont cependant en mesure de couvrir un large domaine des applications courantes des échanges de chaleur.

La même formulation a été appliquée à l'étude du coefficient de frottement. Il est présenté sous la forme :

$$f = f_o \left(1 - 0,25 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour l'air}$$

$$f = f_o \left(1 - 0,20 \frac{T_p - T_m}{T_p} \right) \quad \text{pour le gaz carbonique}$$

f_o étant le frottement en l'absence de flux de chaleur ; c'est une fonction du nombre de Reynolds Re_m et de la rugosité relative du tube.

Quoique moins satisfaisante, cette formulation paraît très acceptable pour des applications courantes.

En résumé, nous avons obtenu au cours de cette étude un ensemble de résultats bien coordonnés sur les échanges de chaleur dans le tube cylindrique lisse qui montrent la possibilité d'explorer un domaine de flux thermique relativement bas, au prix d'une grande précision des mesures, et la possibilité d'établir une formulation rendant compte des phénomènes avec une précision satisfaisante au moyen d'un paramètre de flux. Ces corrélations permettent de recouper et de préciser celles qui ont été établies par d'autres auteurs et nous espérons qu'elles apporteront quelques éléments nouveaux à l'étude scientifique de la convection de la chaleur.

ANNEXE I

COMPARAISON DES RESULTATS EXPERIMENTAUX ETABLIS AU COURS DE CETTE ETUDE AVEC LES RESULTATS D'ORDRE EXPERIMENTAL OU THEORIQUE PUBLIES PAR QUELQUES AUTEURS.

Il paraît intéressant, puisque nous disposons de résultats expérimentaux très précis, de les comparer avec ceux qui ont été établis par quelques auteurs.

La parenté des formules de corrélation auxquelles nous aboutissons avec des lois telles que :

$$\text{Nu}_m = 0,023 \text{ Re}_m^{0,8} \text{ P}_m^{0,4} \left(\frac{T_p}{T_m} \right)^{-0,3} \quad [23]$$

$$\text{ou} \quad \text{Nu}_m = 0,024 \text{ Re}_m^{0,8} \text{ P}_m^{0,4} \left(\frac{T_p}{T_m} \right)^{-0,37} \quad [25]$$

paraît évidente ; le terme correctif utilisé est toujours T_p/T_m ; il serait affecté de l'exposant -0,4 pour l'air et -0,2 pour le gaz carbonique dans le cas de nos essais ; la différence sur le terme constant provient de la différence sur les exposants dont sont affectés Re_m et T_p/T_m .

Utilisation d'une température de film T_x

Les corrélations utilisant une température de référence, dite "de film" servant au calcul des nombres de Nusselt et de Reynolds sont, semble-t-il, de plus en plus utilisées ; il paraît intéressant de s'y arrêter.

Un calcul de Deissler [9] [12] à partir des équations générales du mouvement et de l'équation d'énergie des fluides permet de prévoir la variation du nombre de Margoulis M_m en fonction du nombre de Reynolds Re_m et du flux thermique ; ce calcul repose sur une hypothèse fixant la loi de distribution des coefficients de diffusion des quantités de chaleur et des quantités de mouvement, supposés égaux ; il suppose que les variations du flux de chaleur et du frottement dans le fluide ne modifient pas la distribution des vitesses et des températures, que la pression statique est constante dans une section et que le nombre de Prandtl et la chaleur spécifique du gaz peuvent être considérés comme constants, μ et λ variant comme T^α ($\alpha = 0,68$ pour l'air), ρ variant comme $1/T$ (gaz parfait).

Les solutions obtenues par itérations successives et intégrations numériques sont présentées sous la forme d'une série de courbes $\text{Nu}_m = f(\text{Re}_m)$ se décalant peu à peu en fonction d'un paramètre de flux β , d'expression assez compliquées, mais dont on peut montrer qu'il est à peu près proportionnel à $(T_p - T_m)/\sqrt{T_p \cdot T_m}$; c'est une fonction de T_p/T_m et nous voyons que nos essais (figures n°18 et 19) vérifient bien ce résultat.

Deissler et Prestler [27] ont repris et étendu ce calcul en vue de déterminer une température de référence T_x définie, en fonction de x , par : $T_x = T_m + x(T_p - T_m)$ et permettant d'appliquer au cas où les propriétés du gaz varient avec la température les résultats obtenus dans le cas où elles sont constantes, c'est-à-dire d'obtenir une formule de corrélation indépendante du flux thermique.

Les nombres de Nusselt et de Reynolds sont alors définis par :

$$\text{Nu}_x = \frac{h_x D}{\lambda_x} \quad \text{Re}_x = \frac{\rho_x V_m D}{\mu_x}$$

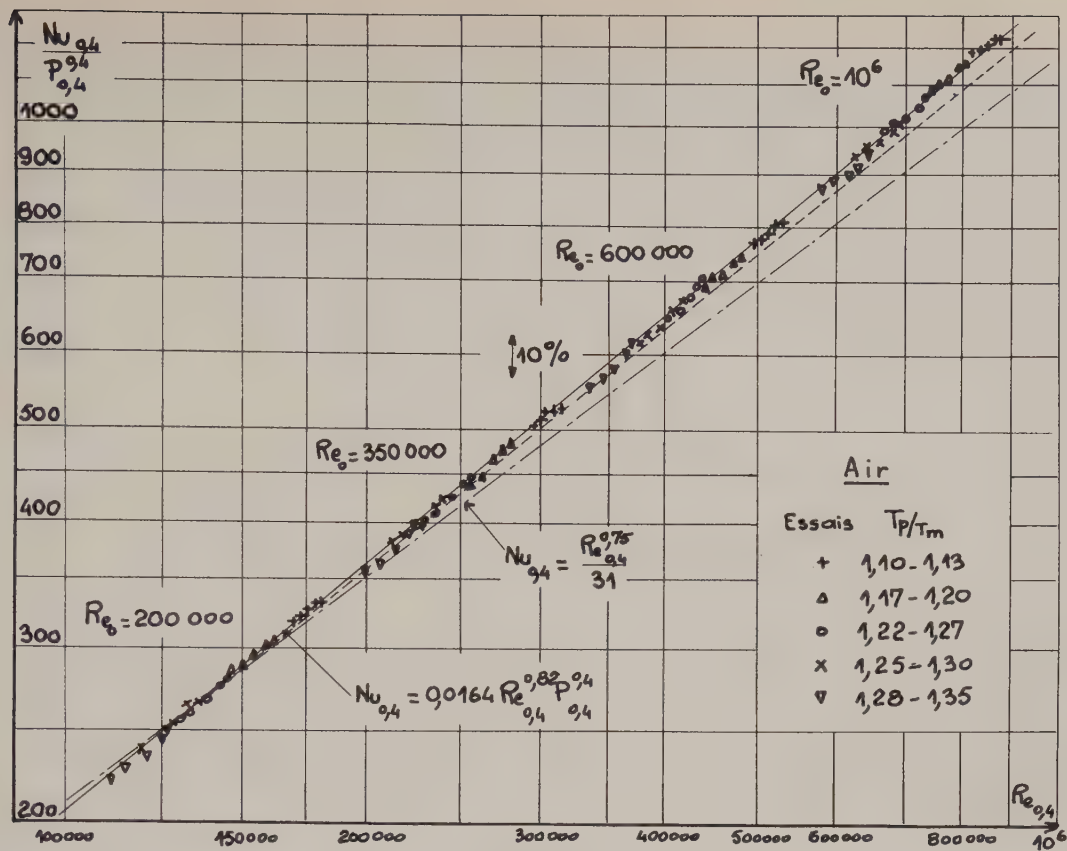


Figure 36.

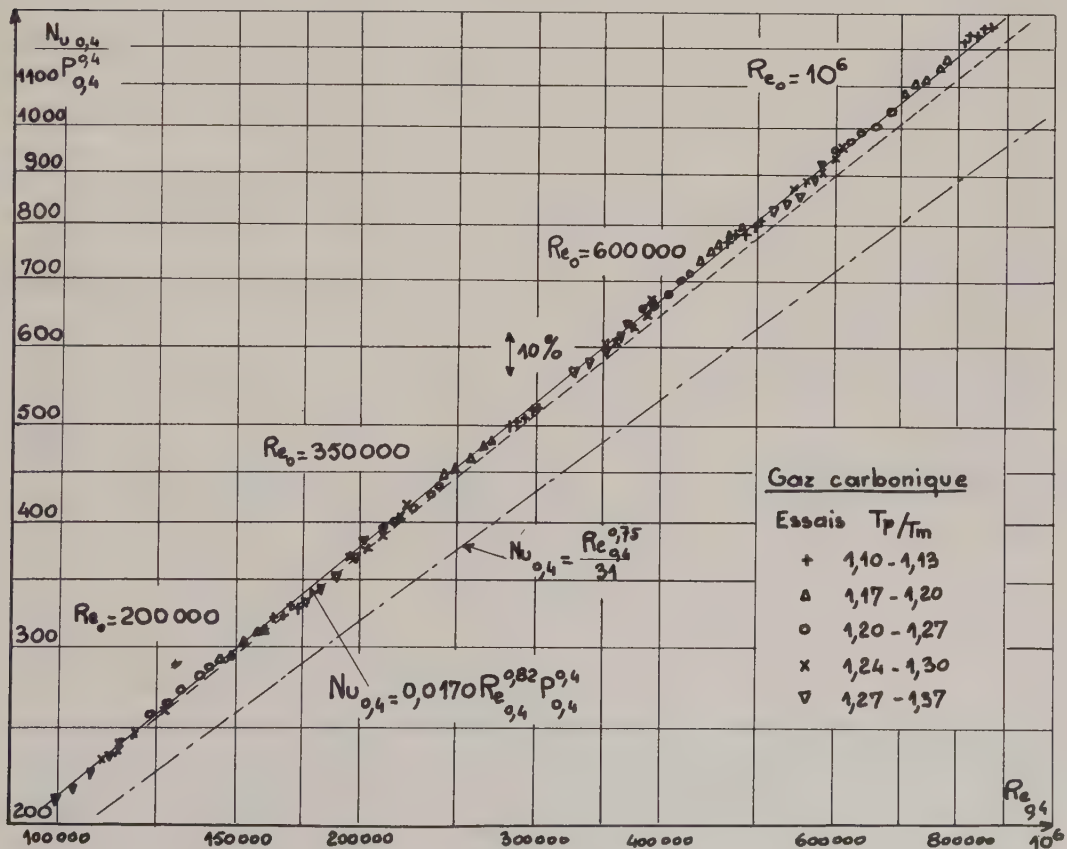


Figure 37.

$\rho, \mu, \lambda, C_p, P$ sont évalués à la température de référence T_x mais V_m est la vitesse moyenne du fluide définie par $V_m = q/\rho_m$ s, x est calculé par itérations successives et intégrations numériques de façon que les points se regroupent sur une même courbe quel que soit le flux thermique.

Cette méthode revient à faire une correction de flux puisque

$$Nu_x = Nu_m \frac{\lambda_m}{\lambda_x} \quad Re_x = Re_m \frac{\mu_m}{\mu_x} \cdot \frac{T_m}{T_x}$$

Si on pose :

$$\frac{\mu_m}{\mu_x} = \left(\frac{T_m}{T_x}\right)^\alpha, \frac{\lambda_m}{\lambda_x} = \left(\frac{T_m}{T_x}\right)^\beta \text{ et } \frac{P_m}{P_x} = \left(\frac{T_m}{T_x}\right)^\gamma$$

dans un intervalle donné, une corrélation

$$Nu_x = f(Re_x, P_x) \text{ s'écrit } Nu_m = F \left[Re_m, P_m, \frac{T_m}{T_x} \right]$$

Nu_m est donc une fonction de Re_m et de T_p/T_m . Ainsi que nous l'avons déjà dit (Chapitre III : Etude des échanges de chaleur en régime thermique établi) cette seconde forme, plus facile à mettre en oeuvre que la première, nous paraît préférable.

Nous donnons une présentation de nos résultats sous la forme $Nu_x = f(Re_x, P_x)$ dans le but de voir quelle précision peut être attendue de ce mode de corrélation et de comparer la ligne expérimentale obtenue à la ligne prévue par le calcul théorique. D'après ce calcul [27] aux nombres de Reynolds auxquels nous opérons x est voisin de 0,4 (il diminue pour $Re < 60\,000$ et peut devenir négatif pour un écoulement laminaire). Les figures n° 36 et 37 donnent, en coordonnées logarithmiques, une représentation de $Nu_{0,4}/P_{0,4}^{0,4}$ en fonction de $Re_{0,4}$ pour les essais à l'air et au gaz carbonique.

Nous avons tracé en tirets une droite de pente 0,8 ; elle s'éloigne des points expérimentaux ; une droite de pente 0,82 s'éloigne au plus de ± 2 p.100 des points expérimentaux permettant ainsi une excellente corrélation des résultats. Les droites tracées sont :

$$Nu_{0,4} = 0,0164 Re_{0,4}^{0,82} P_{0,4}^{0,4}$$

pour l'air

$$Nu_{0,4} = 0,0170 Re_{0,4}^{0,82} P_{0,4}^{0,4}$$

pour le gaz carbonique

Les valeurs prises par les constantes sont très voisines de celles que donnent les planches n° 26 et 27 (0,0168 et 0,0171) ainsi qu'il pouvait être prévu puisque lorsque le flux tend vers zéro $Nu_{0,4}$, $Re_{0,4}$ et $P_{0,4}$ tendent vers Nu_m , Re_m et P_m .

Ces formules, par contre, diffèrent de celle que donne le calcul, soit $Nu_{0,4} = Re_{0,4}^{0,75}/31$ (droite tracée en trait mixte) ; faible pour l'air, la différence peut atteindre 30 p.100 pour le gaz carbonique.

L'utilisation d'une température de film a été appliquée au calcul du frottement [5] [8] [9] [11] quoique avec moins de succès, semble-t-il ; le frottement est alors défini par :

$$f_{0,4} = \frac{\tau_0}{\frac{1}{2} \rho_{0,4} V_m^2}$$

$\rho_{0,4}$ est la masse volumique du gaz à la température $T_{0,4}$, V_m la vitesse moyenne définie par $V_m = q/\rho_m$ s.

Appliquée à nos points (figure n° 38 et 39) cette corrélation permet un regroupement des points de mesure qui présente les caractéristiques suivantes : excellent à bas nombre de Reynolds ($Re < 350\,000$) il ne ramène que le second point de mesure de chaque essai sur la courbe de frottement à flux nul pour des nombres de Reynolds supérieurs à 350 000. Ce défaut qui est plus important que dans le cas d'une correction de flux (figures n° 34 et 35) pose la question de l'établissement de régime du frottement : ce régime s'établit-il et quelle est l'influence de la rugosité ?

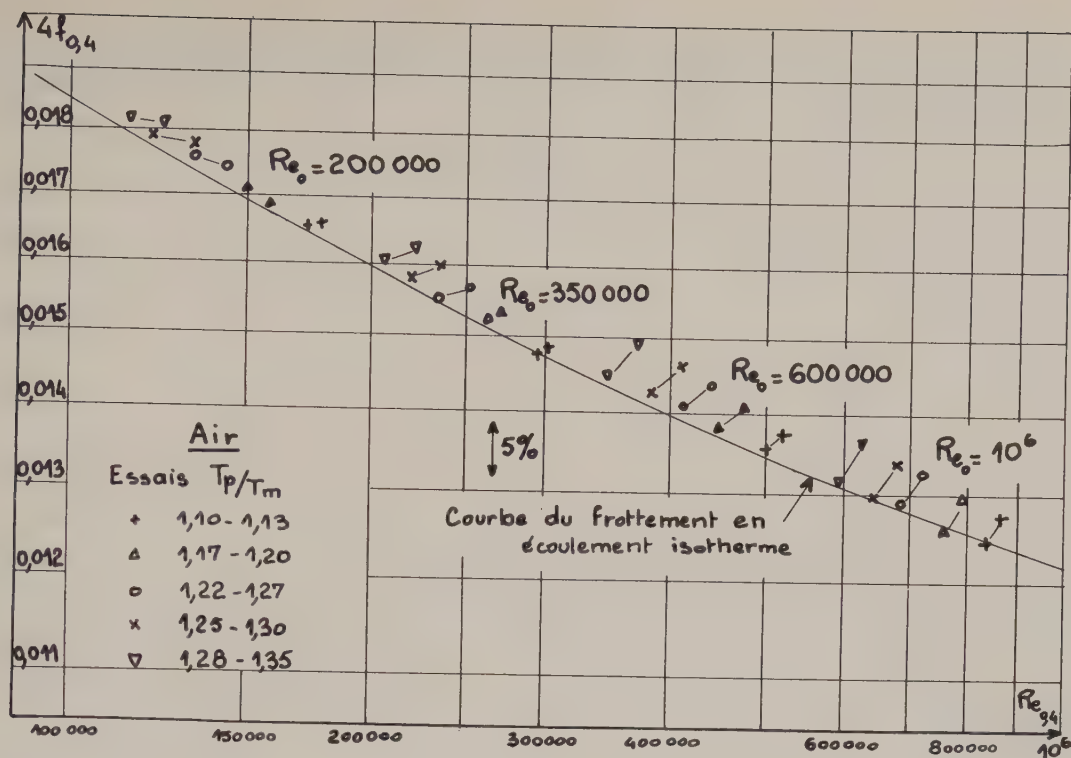


Figure 38

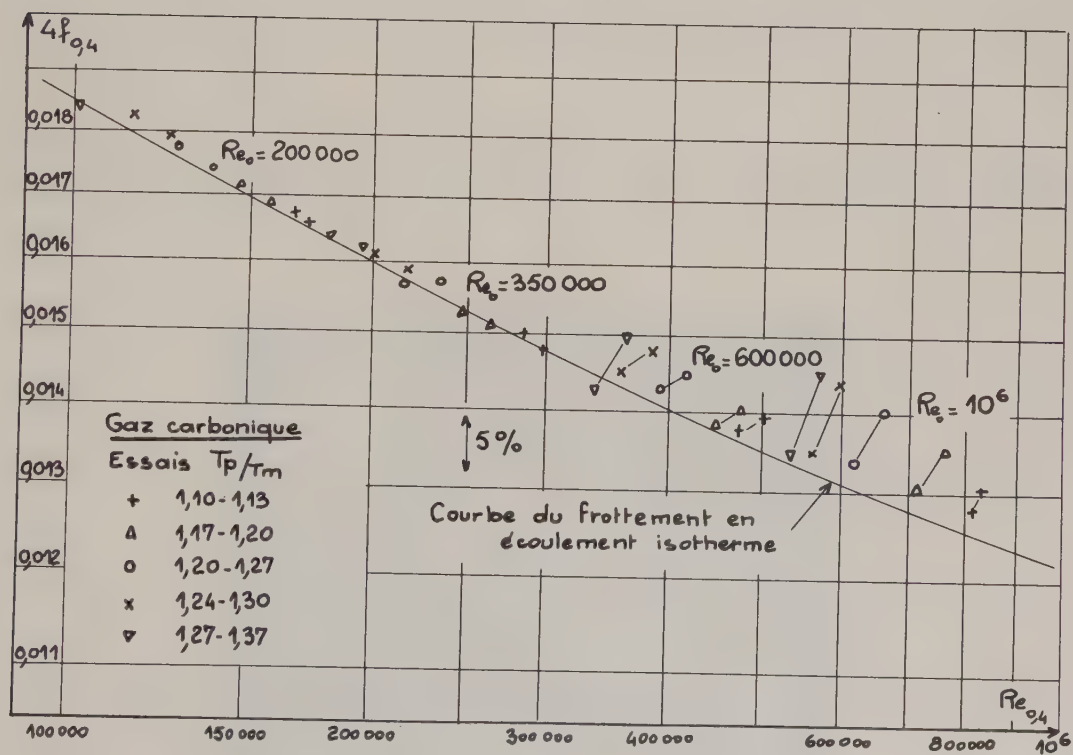


Figure 39.

L'utilisation d'une température de film telle qu'elle est proposée par Deissler permet, ainsi que nous venons de le voir, une excellente corrélation des points expérimentaux mais nous pensons qu'elle est plus difficile à mettre en oeuvre qu'une corrélation utilisant un terme correctif de flux et qui se révèle aussi précise.

ANNEXE II

ESSAIS A L'AIR A $Re_0 = 70\ 000$

Les essais effectués par de nombreux auteurs se situent à des nombres de Reynolds inférieurs à 100 000. Nous avons eu le désir de "raccorder" nos essais aux leurs et de vérifier dans quelle mesure les corrélations établies pour des nombres de Reynolds compris entre 10^5 et 10^6 pouvaient être encore applicables à des nombres de Reynolds beaucoup plus bas.

Ces essais posent deux problèmes mettant en cause la précision des mesures :

- d'une part, la compensation des fuites thermiques par l'enceinte chauffante devient mauvaise ainsi que nous l'avons établi lors de l'étude de cette enceinte ; si le flux thermique peut être considéré comme connu avec une précision de $\pm 0,3$ p.100 pour des essais à $Re_0 = 200\ 000$, cette précision tombe à ± 1 p.100 pour des essais à $Re_0 = 70\ 000$.

- d'autre part la tuyère de mesure de débit 25/70 devient imprécise ; nous avons du utiliser une tuyère sonique (figure n°40 : tuyère de 14 mm et son divergent) après avoir vérifié que, montée en série avec la précédente elle donne le même débit que celle-ci pour des essais à $Re_0 = 200\ 000$ (pression de référence $p_t = 300$ pièzes) avec un coefficient de débit égal à 0,985. Par extrapolation ce coefficient a été pris égal à 0,980 pour les essais à $Re = 70\ 000$ (pression de référence $p_t = 120$ pièzes).

Les points expérimentaux ainsi établis présenteront davantage de dispersion pour des raisons thermiques, et pourront être affectés d'une petite erreur systématique si la mesure du débit est incorrecte. Ces inconvénients seront considérés comme mineurs dans la mesure où ces essais n'ont qu'un but de vérification.

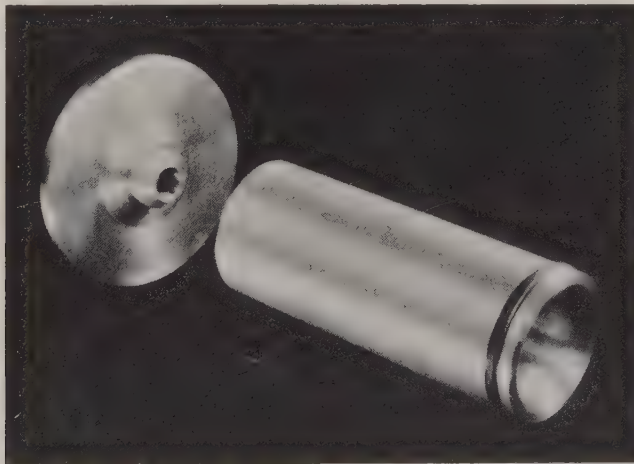


Figure 40.

Nous n'avons pu faire de mesure du frottement, les valeurs de Δp étant trop faibles.

La figure n° 41 donne l'ensemble des résultats expérimentaux ; en (a) et (b) les valeurs de M_m et Nu_m ont été portées en fonction de Re_m ; les droites :

$$M_m = 0,0246 Re_m^{-0,2} \text{ et } Nu_m = 0,0170 Re_m^{0,8}$$

permettent de situer les résultats ; ce sont les droites tracées sur les planches n° 20 et n° 18. En (c) et (d) ont été portés :

$$\frac{M_m P_m^{0,6}}{1 - 0,4 \frac{T_p - T_m}{T_p}} \text{ et } \frac{Nu_{0,4}}{P_{0,4}^{0,4}} \text{ en fonction de } Re_m \text{ et } Re_{0,4}$$

ainsi que les droites représentant les corrélations :

$$M_m = 0,0168 Re_m^{0,18} P_m^{-0,6} \left(1 - 0,4 \frac{T_p - T_m}{T_p}\right) \text{ et } Nu_{0,4} = 0,0164 Re_{0,4}^{0,82} P_{0,4}^{0,4}$$

Les points d'essais se situent un peu au-dessus de ces droites, soit qu'une petite erreur systématique en soit la cause, soit qu'on ne puisse représenter par une droite une corrélation s'étendant sur un aussi vaste domaine de nombres de Reynolds. Etant donné les conditions d'essais une différence de 5 p. 100 paraît faible ; les formules de corrélation proposées paraissent donc encore applicables avec une bonne précision à ces nombres de Reynolds.

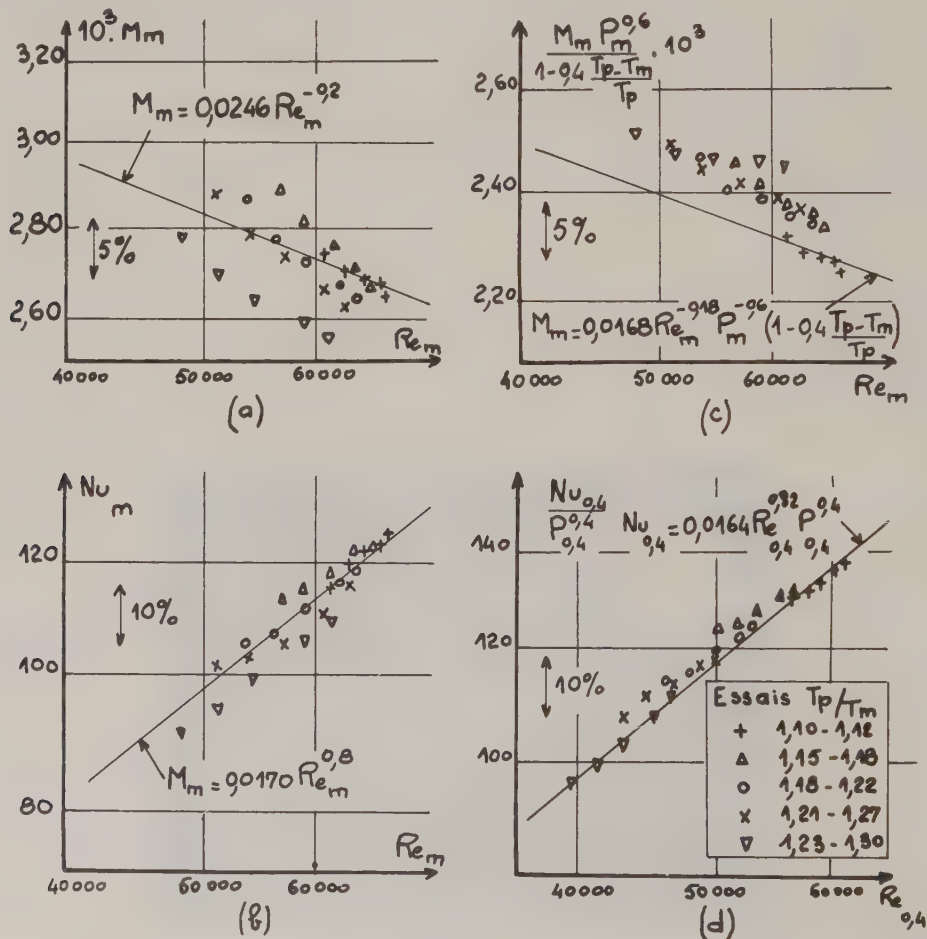


Figure 41.

ANNEXE III

INFLUENCE DU CHOIX DE LA PRESSION DE REFERENCE SUR LES RESULTATS EXPERIMENTAUX

L'étude de la similitude à partir des équations du mouvement et de l'équation d'énergie d'un fluide montre que la pression ne joue aucun rôle dans les paramètres de similitude sous réserve d'être mesurée avec une unité convenable et de ne pas modifier les caractéristiques physiques du fluide. Les résultats d'expérience, dans les limites de la précision avec laquelle ils sont établis, confirment généralement ce fait.

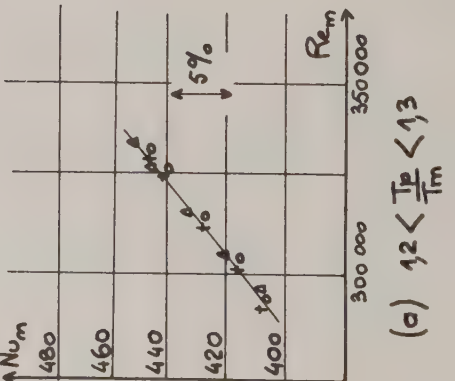
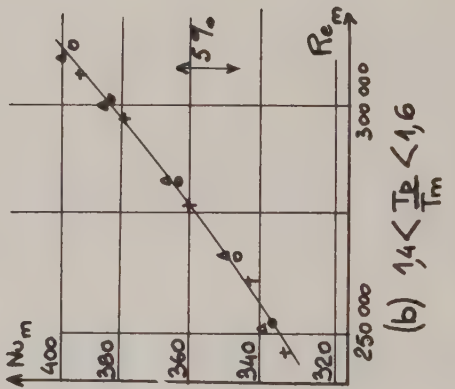
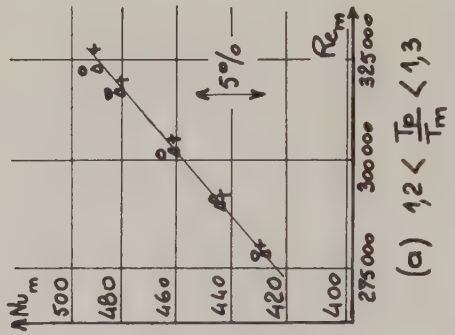
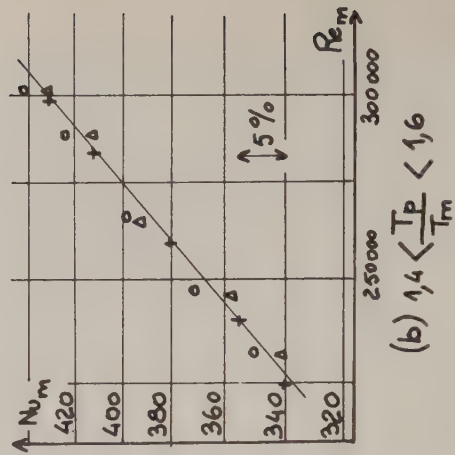
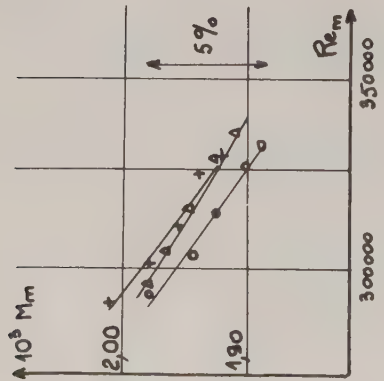
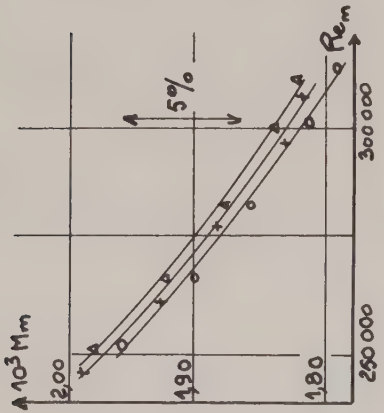
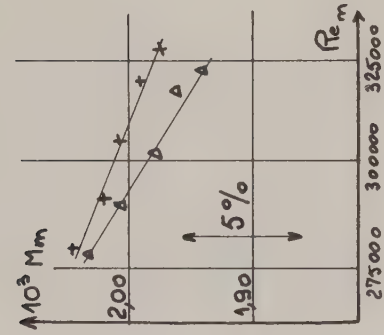
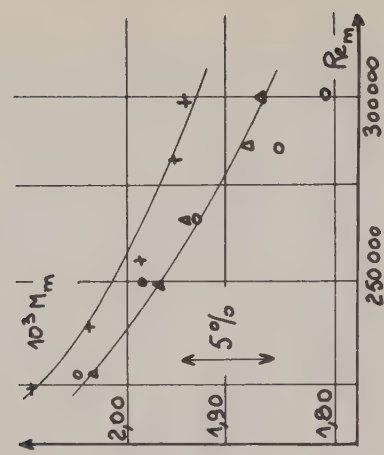
Cependant les courbes des caractéristiques physiques des gaz en fonction de la température dépendent de la pression d'essai d'autant plus que le gaz est moins parfait (lorsqu'on se rapproche de l'état liquide). Etant donné la précision que nous recherchions (détermination des coefficients d'échange à ± 1 p.100 près) nous pouvions nous demander si nos expériences ne seraient pas suffisamment précises pour être affectées par le choix de la pression de référence dans le domaine fixé pour l'étude (300 à 1 300 pièzes).

Six essais à l'air et six essais au gaz carbonique à $Re_o = 350\ 000$ ont été effectués. Trois essais à l'air avec un flux thermique de 3,3 kW/m ont été effectués à des pressions de 500, 900 et 1 300 pièzes et repris avec un flux de 7,5 kW/m ; de même trois essais au gaz carbonique avec un flux thermique de 2,7 kW/m ont été effectués à des pressions de 300, 800 et 1 300 pièzes et repris avec un flux de 6,5 kW/m.

Le dépouillement de ces essais présente une difficulté : si les variations de la chaleur spécifique C_p en fonction de la pression sont assez bien connues, celles de μ et λ le sont beaucoup moins et de sérieuses divergences existent entre les auteurs à leur sujet ; nous avons pris ces caractéristiques indépendantes de la pression parce qu'elles varient peu dans le domaine où nous opérons et que les effets de leur variation tendent à s'annuler lorsqu'on représente M_m et Nu_m en fonction de Re_m .

Les figures n° 42 et 43 donnent l'ensemble des résultats pour l'air et le gaz carbonique ; nous avons porté M_m et Nu_m en fonction de Re_m pour les deux groupes de trois essais effectués à un flux donné pour chaque gaz. Les différences qui apparaissent entre les points sont de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure, sauf peut être pour l'essai à forte pression qui est perturbé par la convection naturelle : lorsqu'on augmente la pression à débit donné, la vitesse du gaz diminue et tombe à 8 m/s ou 10 m/s ; la convection naturelle intervient, le tube de mesure étant horizontal. Cet effet est décelé de façon très sensible par la différence de température existant entre deux thermocouples placés en haut et en bas d'une même section ; pour les essais au gaz carbonique, cette différence qui est de 3°C à 300 pièzes passe à 12°C à 800 pièzes et 26°C à 1 300 pièzes pour une valeur de $T_p - T_m$ de l'ordre de 200°C.

Ces essais montrent que, compte tenu de la précision atteinte, le choix de la pression de référence n'influe pas de façon décelable sur nos résultats. Ce fait devait être vérifié.



$$(b) 1,4 < \frac{T_p}{T_m} < 1,6$$

$$(a) 1,2 < \frac{T_p}{T_m} < 1,3$$

$$(b) 1,4 < \frac{T_p}{T_m} < 1,6$$

$$(a) 1,2 < \frac{T_p}{T_m} < 1,3$$

+ Essais à $P_t = 300$ pièzes
 Δ Essais à $P_t = 800$ pièzes
 $\circ$ Essais à $P_t = 1200$ pièzes

Gaz carbonique
 $Re_0 = 350\,000$

+ Essais à $P_t = 500$ pièzes
 Δ Essais à $P_t = 900$ pièzes
 $\circ$ Essais à $P_t = 1300$ pièzes

Air
 $Re_0 = 350\,000$

Figure 43.

Figure 42.

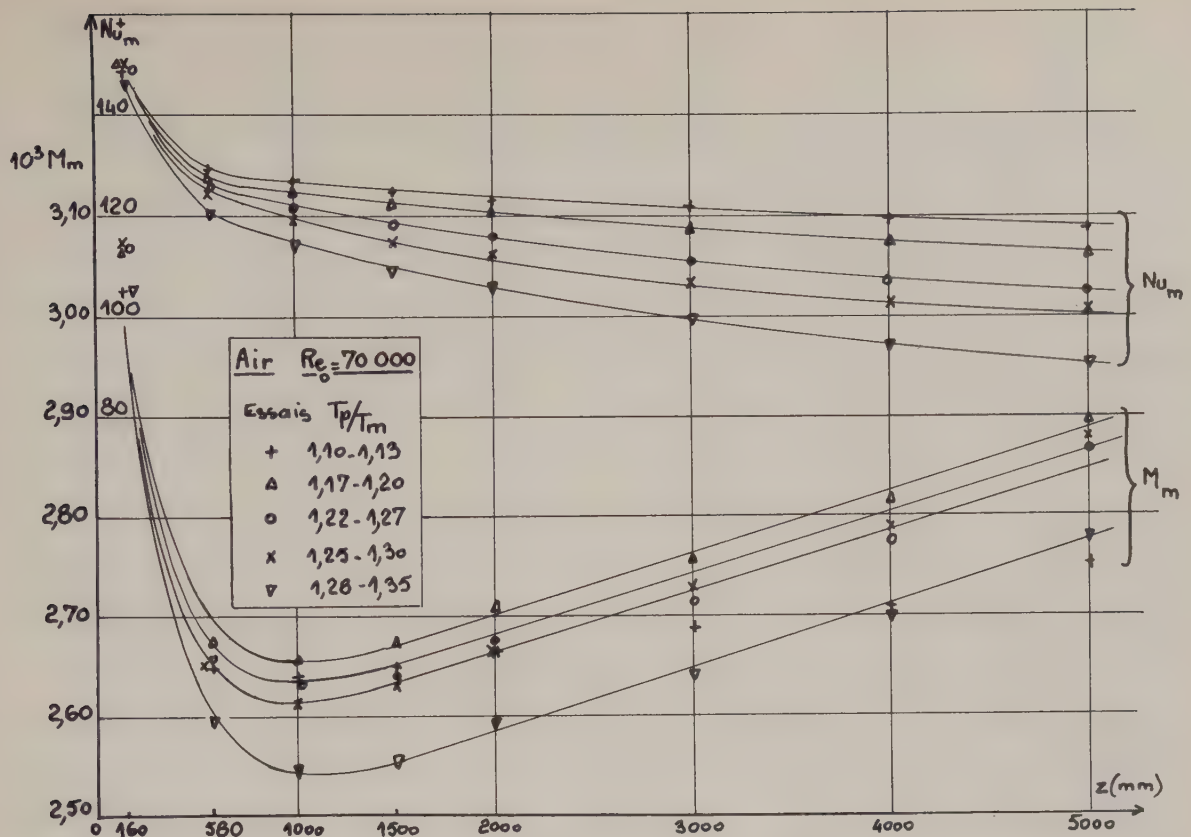


Figure 44 - Relevé d'essais.

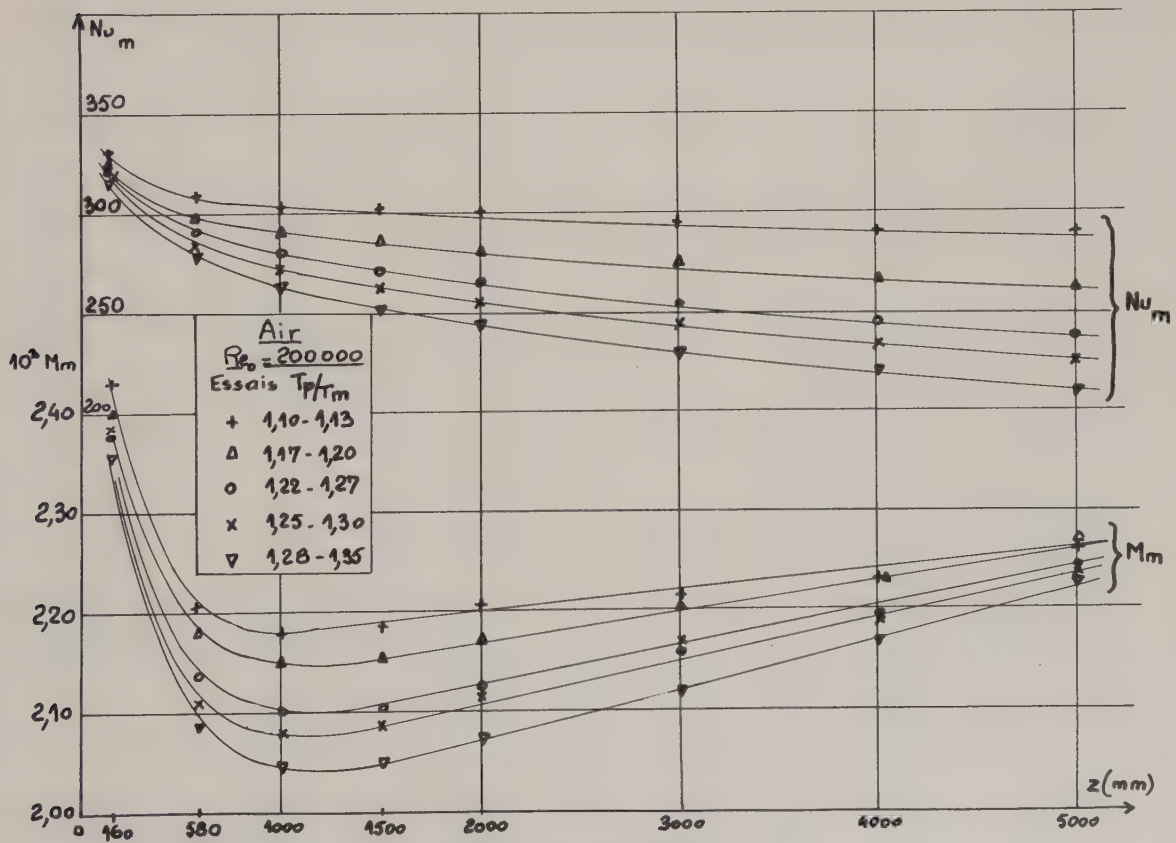


Figure 45 - Relevé d'essais.

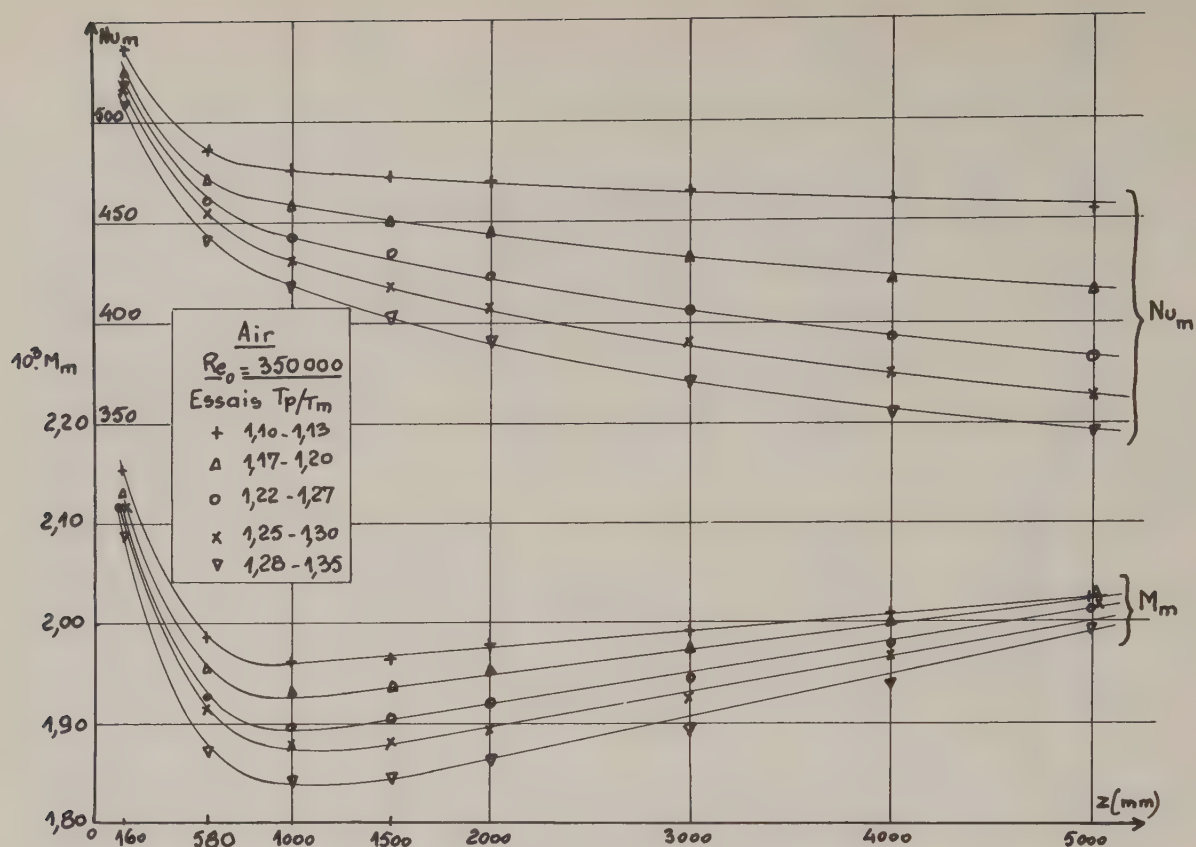


Figure 46 - Relevé d'essais.

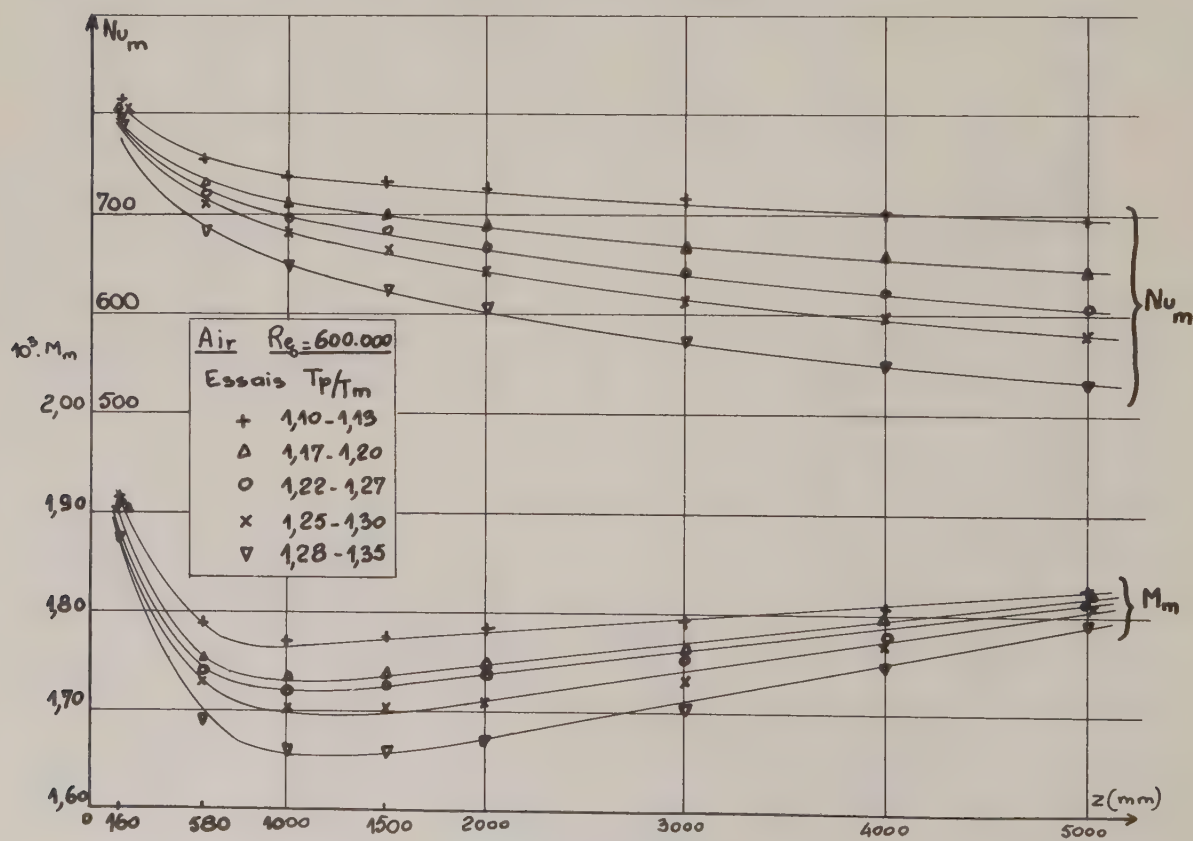


Figure 47 - Relevé d'essais.

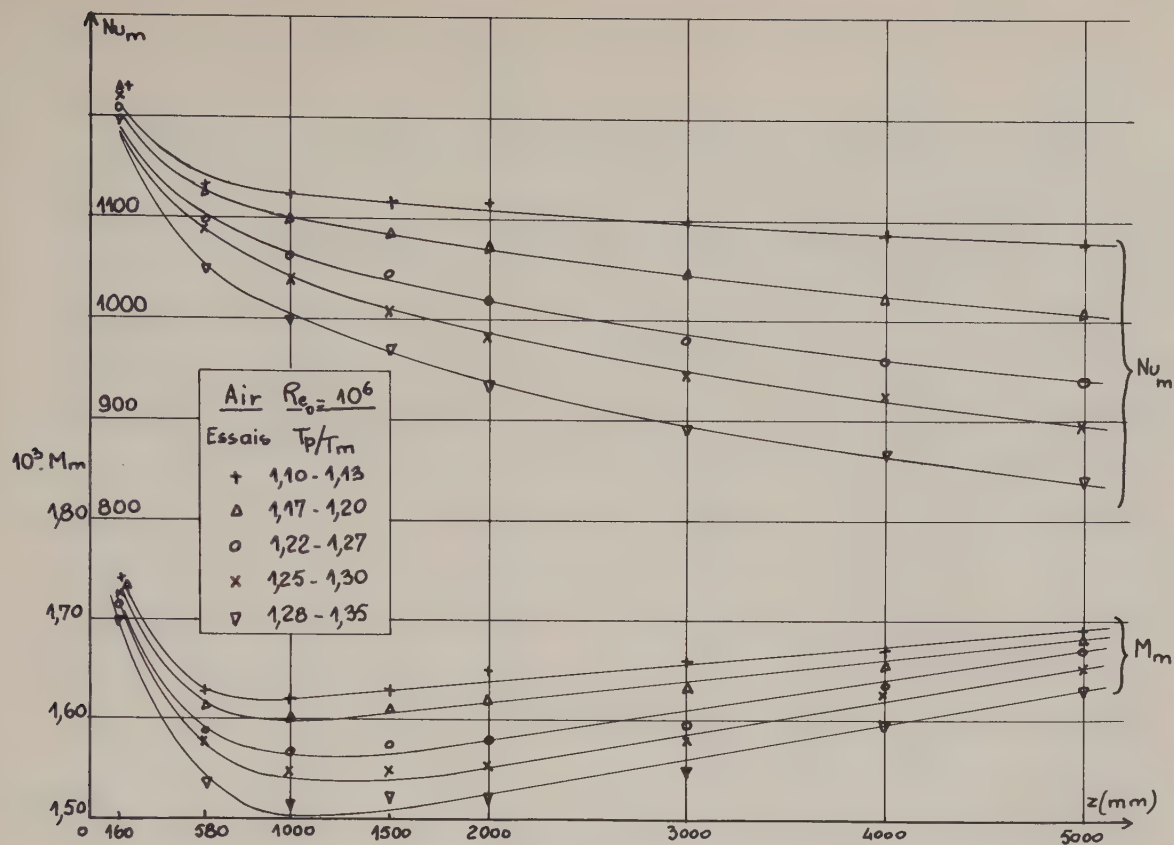


Figure 48 - Relevé d'essais.

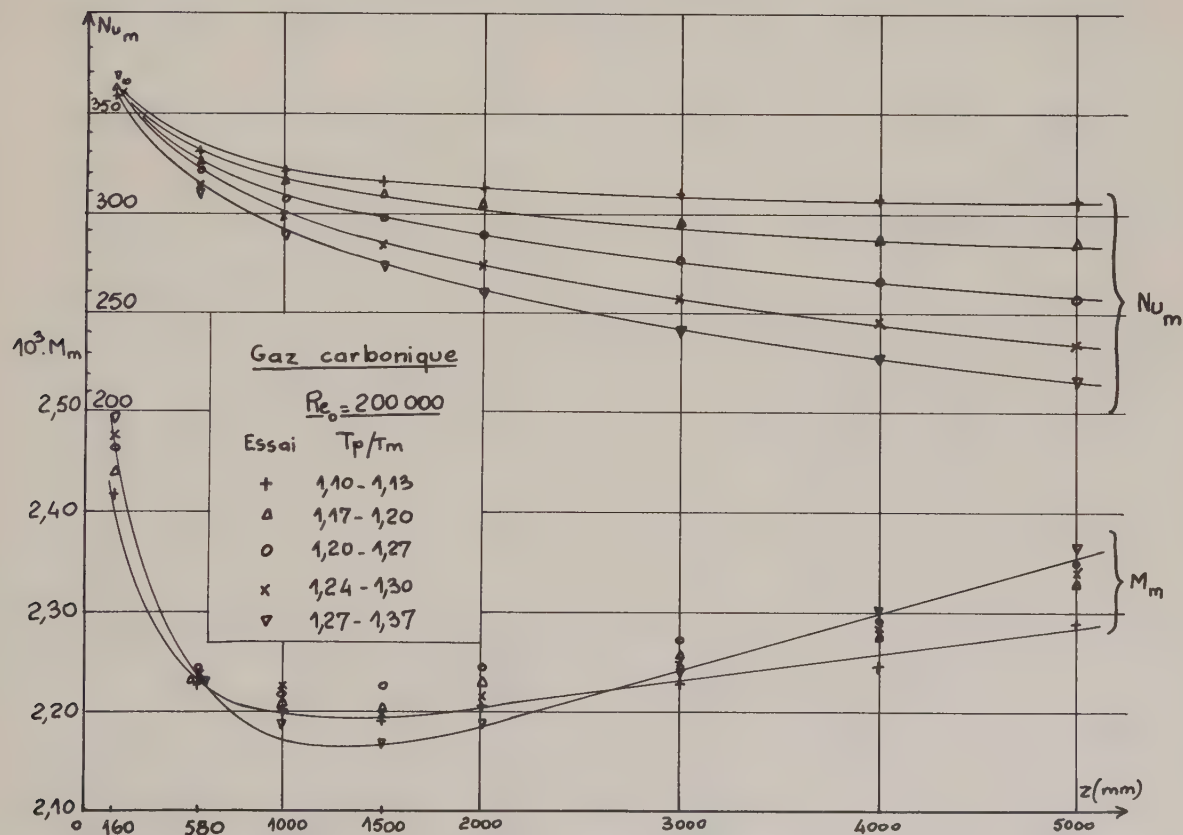


Figure 49 - Relevé d'essai.

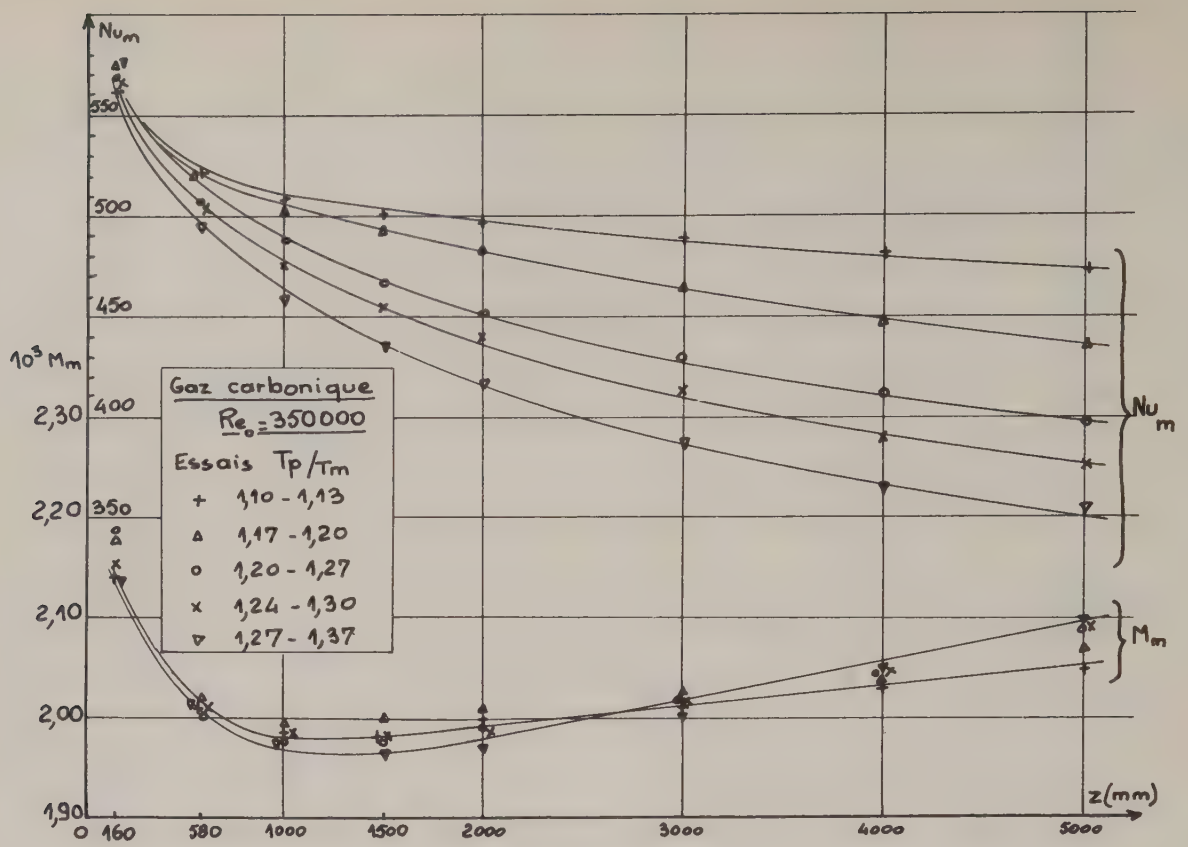


Figure 50 - Relevé d'essais.

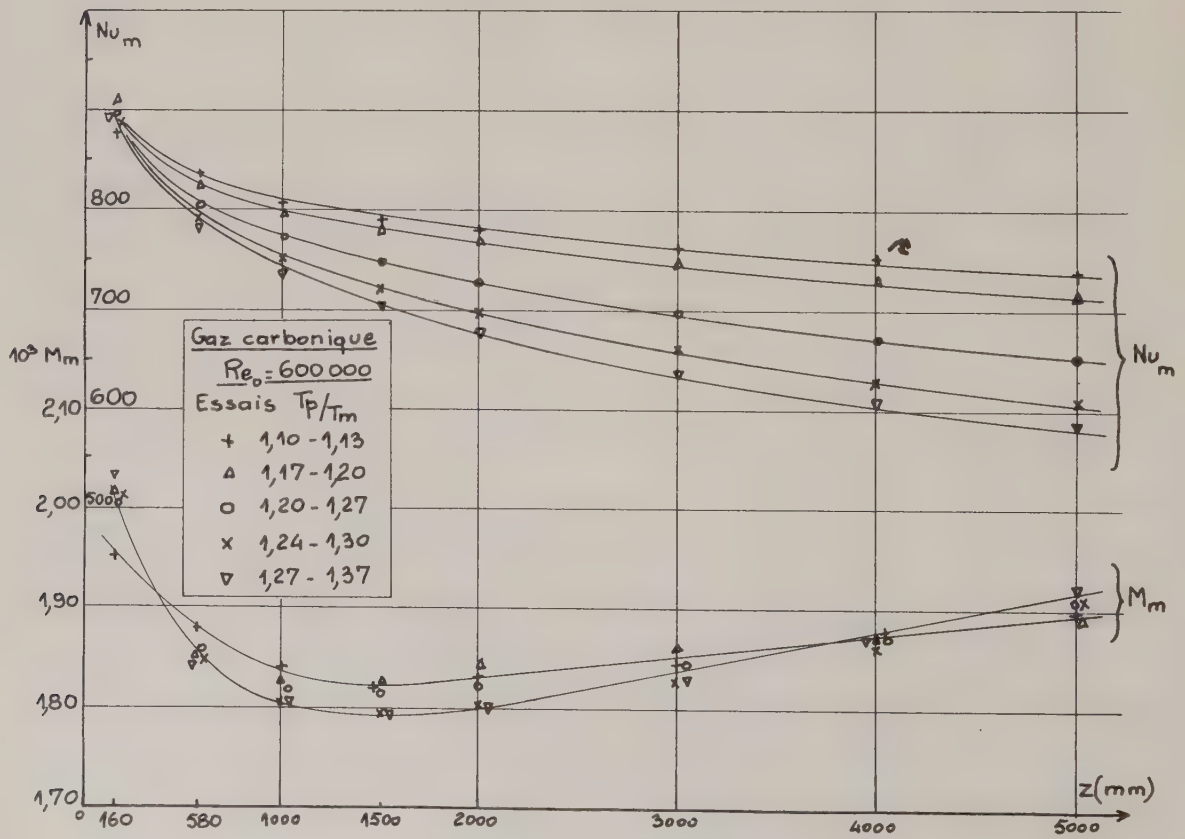


Figure 51 - Relevé d'essais.

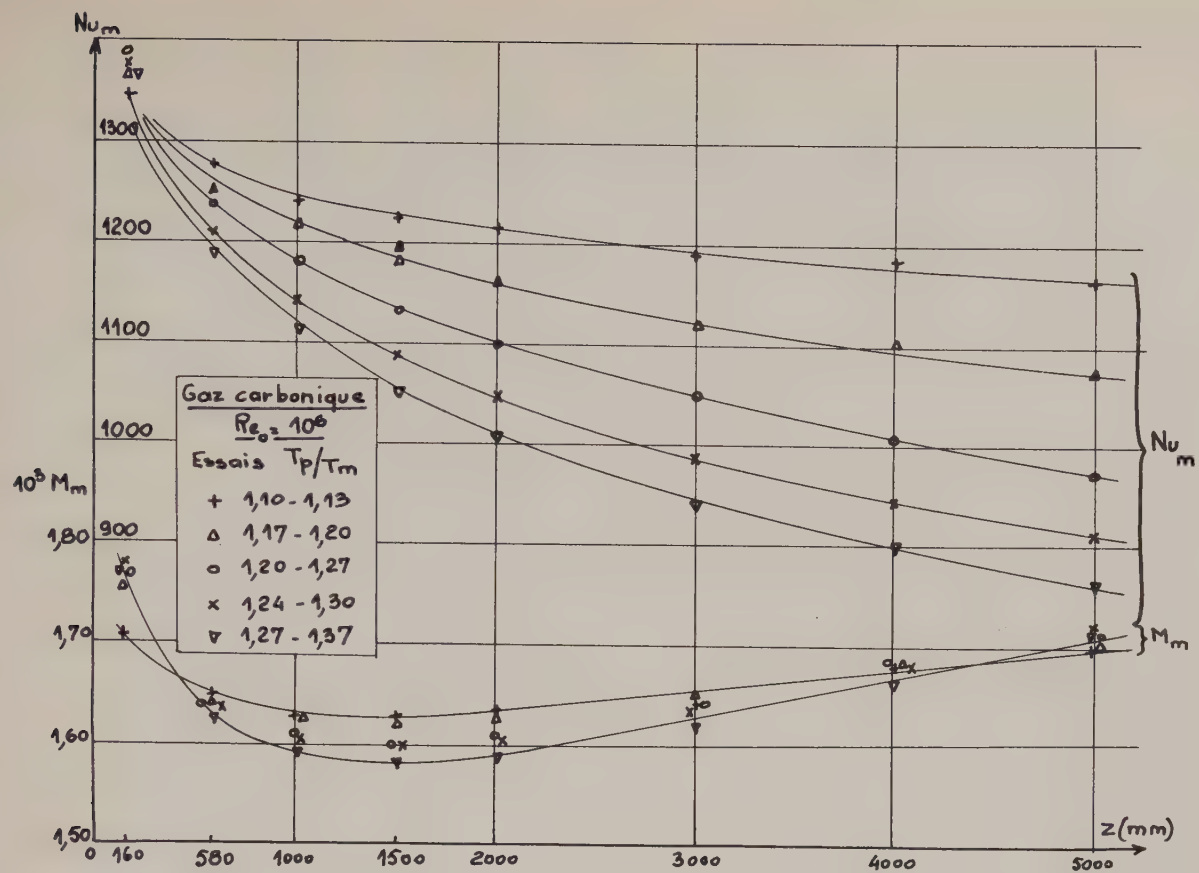


Figure 52 - Relevé d'essai.

Tableau n° 1 - Relevé d'essais : Air $Re_a = 70\ 000$

Essais	$1.10 < \frac{T_p}{T_m} < 1,13$ $q = 40,85\text{ g/s}$			$1.17 < \frac{T_p}{T_m} < 1,20$ $q = 40,58\text{ g/s}$			$1.22 < \frac{T_p}{T_m} < 1,27$ $q = 40,55\text{ g/s}$			$1.25 < \frac{T_p}{T_m} < 1,30$ $q = 41,05\text{ g/s}$			$1.28 < \frac{T_p}{T_m} < 1,35$ $q = 40,83\text{ g/s}$		
	$Z_{(mm)}$	$P_{(pz)}$	$T_{p(oc)}$	$T_{m(oc)}$	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	P	T_p	T_m
	0	98,7		26,85	101,9		26,59	96,0		28,55	96,1		97,4		29,23
	160	98,6	63,10	28,53	101,8	85,34	30,23	95,9	103,44	33,26	96,0	127,16	97,3	149,27	34,91
	580	98,5	74,19	32,95	101,7	103,97	39,80	95,8	128,74	45,64	95,9	160,97	97,2	192,36	49,83
	1000	98,4	79,93	37,37	101,6	113,91	49,37	95,7	142,20	58,01	95,7	178,89	97,0	215,05	64,75
	1500	98,3	86,54	43,05	101,5	124,85	61,81	95,5	157,20	74,12	95,6	198,56	96,8	239,56	84,31
	2000	98,2	91,96	48,77	101,3	133,86	74,36	95,3	169,23	90,39	95,4	214,24	96,6	259,05	104,07
	3000	97,9	103,69	60,31	101,0	152,88	99,81	95,0	194,58	123,64	95,0	247,04	96,2	299,79	144,40
	4000	97,6	115,48	71,91	100,7	172,08	125,77	94,7	220,58	157,46	94,6	280,61	95,7	340,42	185,53
	5000	97,3	126,90	83,72	100,4	190,91	152,26	94,2	245,61	192,10	94,1	313,64	95,2	380,97	227,56

Tableau n° 2 - Relevé d'essais : Air $Re_0 = 200\ 000$

Essai	$1,10 < \frac{T_p}{T_m} < 1,13$ $q = 118,2\text{ g/s}$			$1,17 < \frac{T_p}{T_m} < 1,20$ $q = 117,8\text{ g/s}$			$1,22 < \frac{T_p}{T_m} < 1,27$ $q = 118,1\text{ g/s}$			$1,25 < \frac{T_p}{T_m} < 1,30$ $q = 118,3\text{ g/s}$			$1,28 < \frac{T_p}{T_m} < 1,35$ $q = 118,8\text{ g/s}$		
	$P_{(pze)}$	$T_{p(oc)}$	$T_{m(oc)}$	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m
$Z_{(mm)}$															
0	288,1			288,9		33,85	289,9		32,24	289,0		33,88	288,6		34,80
160	288,0	64,32	34,31	288,8	98,00	35,58	289,7	130,41	34,88	288,8	154,98	38,43	288,4	184,82	40,40
580	287,8	71,66	37,50	288,5	114,08	42,18	289,4	156,74	44,95	288,4	189,80	49,79	288,0	229,48	55,10
1000	287,5	75,89	40,71	288,2	123,17	48,81	289,1	171,67	55,08	288,1	209,22	62,30	287,7	254,16	69,80
1500	287,2	80,44	44,58	287,9	133,12	56,90	288,8	187,45	67,52	288,4	229,65	77,89	287,2	280,01	89,06
2000	286,9	84,07	48,54	287,5	141,00	65,06	288,4	199,86	80,07	287,5	245,39	93,63	286,7	299,62	108,51
3000	286,3	91,91	56,28	286,8	157,39	81,57	287,5	225,25	105,59	286,3	277,34	125,99	285,7	338,40	148,24
4000	285,7	99,86	64,16	286,1	174,35	98,29	286,7	251,26	131,42	285,4	309,65	158,85	284,7	377,27	188,50
5000	285,0	107,59	72,09	285,3	190,87	115,23	285,7	276,81	157,81	284,3	341,72	191,59	283,5	416,51	229,57
$Z_{(mm)}$															
	$\bar{P}_{(pz)}$	$\frac{\Delta P(p_z)}{\Delta z}$	$\bar{P}_d(p_z)$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{F}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$
2050	286,9	0,614	1,385	287,5	0,703	1,440	288,3	0,800	1,502	287,2	0,880	1,566	286,7	0,970	1,640
4050	285,7	0,649	1,453	286,1	0,777	1,584	286,7	0,910	1,722	285,3	1,020	1,847	284,6	1,142	1,986

Tableau n° 3 - Relevé d'essai : Air Re₀ = 350 000

Essai	$1.10 < \frac{T_p}{T_m} < 1.13$ q = 207,9 g/s			$1.17 < \frac{T_p}{T_m} < 1.20$ q = 207,6 g/s			$1.22 < \frac{T_p}{T_m} < 1.27$ q = 207,3 g/s			$1.25 < \frac{T_p}{T_m} < 1.30$ q = 210,2 g/s			$1.28 < \frac{T_p}{T_m} < 1.35$ q = 212,8 g/s		
	$R_{(p\delta ze)}$	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m	P	T_p	T_m
Z _(mm)															
0	478,7		34,99	478,9		35,41	477,6		34,86	476,5		39,37	476,7		44,34
160	478,5	69,23	36,13	478,7	105,32	37,74	477,4	135,94	38,22	476,3	165,37	43,58	476,4	196,82	49,38
580	478,1	76,49	39,13	478,2	121,26	43,84	476,9	160,77	47,05	475,8	197,62	54,62	475,8	237,72	62,62
1000	477,6	80,71	42,12	477,8	130,27	49,94	476,4	174,71	55,87	475,2	216,05	65,67	475,1	260,41	75,86
1500	477,1	85,27	45,93	477,2	139,98	57,79	475,7	189,28	67,32	474,5	235,09	80,03	474,3	283,77	93,16
2000	476,6	88,90	49,78	476,6	147,60	65,70	475,1	200,75	78,87	473,8	249,71	94,53	473,4	301,44	110,63
3000	475,6	96,66	57,48	475,4	163,55	81,68	473,8	224,28	102,28	472,2	279,18	123,91	471,7	336,99	146,28
4000	474,5	104,42	65,28	474,1	179,74	97,79	472,3	247,98	126,05	470,6	308,67	153,95	469,8	372,10	182,29
5000	473,4	112,16	73,09	472,8	195,74	114,26	470,8	271,63	150,19	468,7	337,83	184,42	467,8	406,99	219,34
Z _(mm)															
2050	$\bar{p}_{(pz)}$	$\frac{\Delta p (p_z)}{\Delta z \left(\frac{p_z}{p_m} \right)}$	$\bar{p}_{d(pz)}$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_0$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$
2050	476,6	1,047	2,587	476,5	1,209	2,703	475,1	1,346	2,796	473,6	1,523	3,003	473,4	1,700	3,203
4050	474,4	1,092	2,722	474,0	1,312	2,963	472,2	1,502	3,178	470,4	1,725	3,496	469,7	1,955	3,807

Tableau n° 5 - Relevé d'essais : Air $Re_0 = 10^6$

Essais	$1.10 < \frac{T_p}{T_m} < 1.13$ $q = 592,5 \text{ g/s}$				$1.17 < \frac{T_p}{T_m} < 1.20$ $q = 605,6 \text{ g/s}$				$1.22 < \frac{T_p}{T_m} < 1.27$ $q = 612,2 \text{ g/s}$				$1.25 < \frac{T_p}{T_m} < 1.30$ $q = 611,5 \text{ g/s}$				$1,28 < \frac{T_p}{T_m}$ $q = 614,3 \text{ g/s}$			
	$p_{(p12ze)}$	$T_{p_{(oc)}}$	$T_{m_{(oc)}}$	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m		
$Z_{(mm)}$																				
0	1183,8		38,10	1179,2		43,59	1176,8		46,77	1177,2		44,55	1176,9		47,40					
160	1183,2	80,97	39,26	1178,5	118,19	45,63	1176,2	155,96	49,73	1176,4	176,30	48,16	1176,0	211,73	51,85					
580	1182,0	88,82	43,32	1177,0	132,93	50,97	1174,6	178,87	57,51	1174,8	206,16	57,63	1174,2	251,60	63,53					
1000	1180,7	93,16	45,38	1175,5	140,97	56,31	1172,9	191,83	65,29	1173,1	223,03	67,10	1172,4	273,12	75,21					
1500	1179,2	97,77	49,28	1173,7	149,46	63,17	1170,9	204,82	75,35	1171,1	239,91	79,35	1170,2	294,22	90,47					
2000	1177,7	101,38	53,21	1171,9	156,38	70,08	1168,9	215,24	85,50	1168,9	263,04	91,70	1167,9	310,87	105,88					
3000	1174,2	109,39	61,12	1168,1	170,26	84,04	1164,4	235,99	105,96	1164,1	278,65	116,81	1162,5	341,49	137,07					
4000	1171,5	117,14	69,10	1164,5	184,41	98,07	1160,2	256,08	126,74	1159,7	303,32	142,47	1157,6	370,94	168,80					
5000	1168,3	124,92	77,08	1160,6	198,41	112,45	1155,6	276,30	147,96	1154,7	328,21	168,50	1152,0	401,18	201,00					

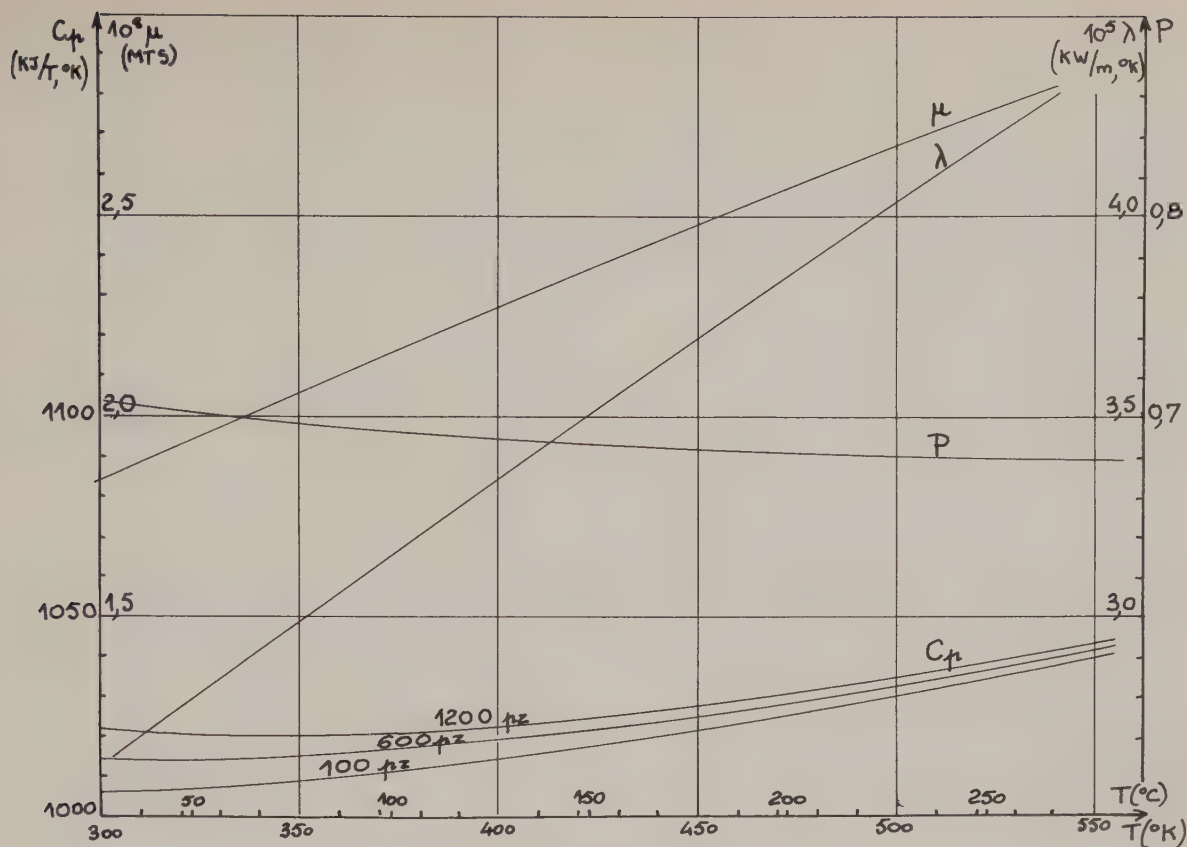
$Z_{(mm)}$	$\bar{p}_{(p12ze)}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z} \left(\frac{p_z}{m} \right)$	$\bar{p}_{d(pz)}$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$	$\bar{p}$	$\frac{\Delta p}{\Delta z}$	$\bar{p}_d$
2050	1177,4	3,027	8,588	1171,8	3,603	9,447	1168,6	4,134	10,077	1168,5	4,379	10,208	1167,6	4,833	10,670
4050	1171,3	3,127	9,043	1164,4	3,820	10,287	1160,1	4,495	11,288	1159,3	4,852	11,670	1157,3	5,410	12,493

Tableau n° 7 - Relevé d'essais : Gaz carbonique Re = 350 000

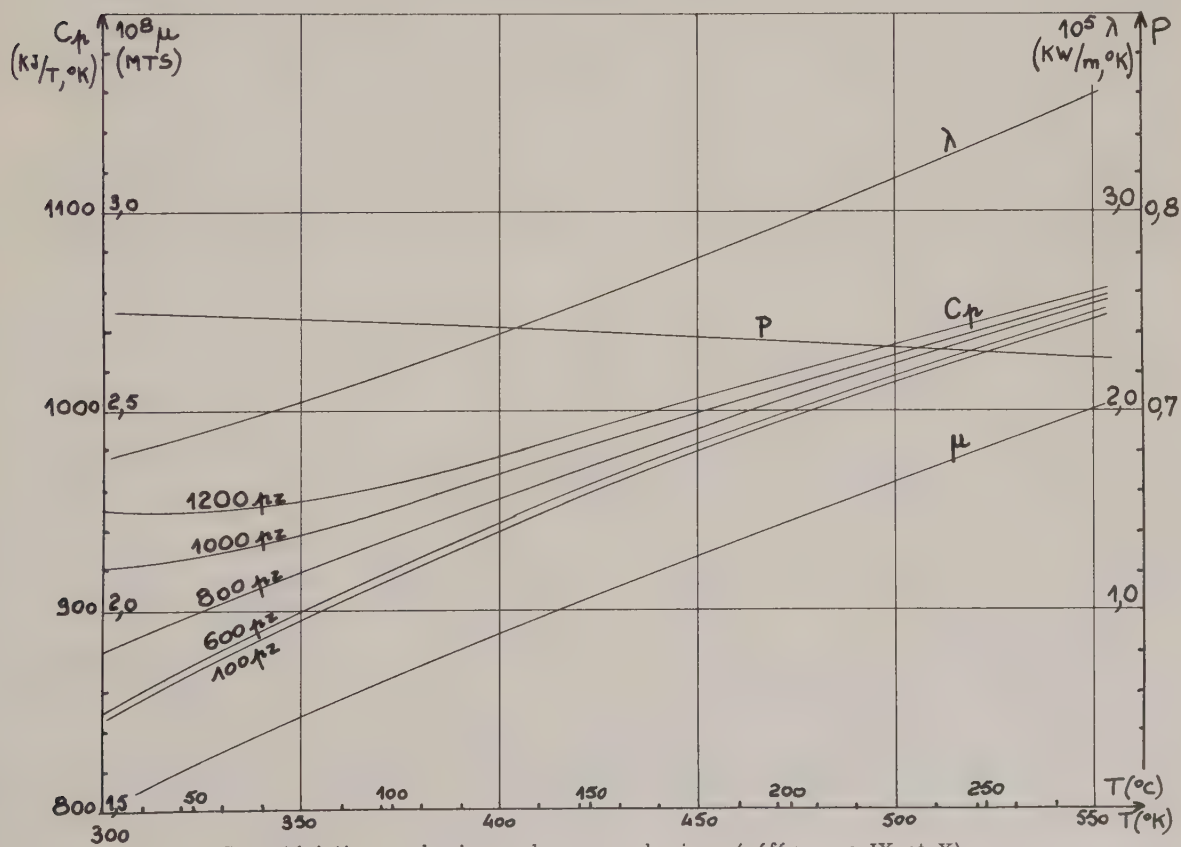
Essais	$1.10 < \frac{T_p}{T_m} < 1.13$ $q = 166,4 \text{ g/s}$			$1.17 < \frac{T_p}{T_m} < 1.27$ $q = 168,6 \text{ g/s}$			$1.20 < \frac{T_p}{T_m} < 1.27$ $q = 167,3 \text{ g/s}$			$1.24 < \frac{T_p}{T_m} < 1.30$ $q = 167,4 \text{ g/s}$			$1.27 < \frac{T_p}{T_m} < 1.37$ $q = 168,9 \text{ g/s}$		
	$P_{(p1\&ze)}$	$T_{p(oe)}$	$T_{m(oe)}$	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m
0	285,8		29,05	286,9		29,26	286,6		29,25	285,1		32,25	284,3		35,62
160	285,6	69,76	30,39	286,7	107,20	31,90	286,4	145,93	33,22	284,9	156,19	36,99	284,0	214,35	41,86
580	285,3	77,60	33,94	286,4	123,42	38,82	286,1	171,66	43,64	284,5	201,91	49,42	283,6	258,69	58,25
1000	285,0	82,16	37,48	286,0	132,68	45,74	285,7	186,08	54,06	284,1	219,67	61,85	283,1	282,95	74,63
1500	284,6	87,39	41,93	285,6	142,68	54,42	285,3	200,96	67,12	283,6	238,00	77,51	282,5	307,48	95,19
2000	284,3	91,43	46,41	285,2	150,46	63,16	284,8	212,49	80,26	283,1	251,77	93,27	281,9	325,23	115,87
3000	283,5	99,95	55,32	284,3	166,40	80,55	283,8	235,45	106,39	282,0	278,66	124,37	280,6	358,84	156,25
4000	282,8	108,53	64,25	283,3	182,61	97,71	282,7	258,93	132,16	280,8	305,88	155,09	279,2	392,49	196,33
5000	282,0	116,82	73,20	282,3	198,60	114,98	281,5	281,72	157,94	279,5	332,31	185,68	277,7	425,74	235,93
$Z_{(mm)}$	$\bar{P}_{(p1\&ze)}$	$\frac{\Delta P (R_z)}{\Delta Z} \left(\frac{m}{m} \right)$	$P_d \left(\frac{p2}{m} \right)$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta Z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta Z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta Z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta Z}$	$\bar{P}_d$
2050	285,0	0,732	1,792	285,9	0,871	1,917	285,8	0,989	1,983	283,0	1,076	2,077	281,8	1,243	2,248
4050	282,0	0,776	1,907	282,3	0,959	2,142	281,5	1,114	2,312	280,8	1,234	2,443	279,1	1,451	2,730

Tableau n° 9 - Relevé d'essais : Gaz carbonique $Re_o = 10^6$

Essais	$1.10 < \frac{T_p}{T_m} < 1.13$ $q = 480,2 \text{ g/s}$			$1.17 < \frac{T_p}{T_m} < 1.20$ $q = 475,7 \text{ g/s}$			$1.20 < \frac{T_p}{T_m} < 1.27$ $q = 482,3 \text{ g/s}$			$1.24 < \frac{T_p}{T_m} < 1.30$ $q = 485,8 \text{ g/s}$			$1.27 < \frac{T_p}{T_m} < 1.37$ $q = 494,7 \text{ g/s}$		
	$P_{(pz)}$	$T_{p(oc)}$	$T_{m(oc)}$	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m	p	T_p	T_m
$z_{(mm)}$															
0	863,6		33,24	861,5		31,00	861,2		32,85	861,5		36,40	859,5		43,65
160	863,3	77,87	34,45	861,2	107,18	33,09	860,8	158,74	36,36	861,0	198,57	40,97	859,0	231,09	48,88
580	862,6	85,35	37,64	860,6	121,22	38,57	859,9	183,74	45,56	860,0	232,81	52,97	857,9	271,93	62,61
1000	861,9	89,87	40,82	859,8	128,96	44,05	859,0	198,10	54,76	859,0	251,99	64,97	856,7	294,35	76,34
1500	861,2	94,70	44,83	858,9	137,56	50,98	857,3	212,65	66,37	857,7	271,06	80,05	855,3	316,46	93,70
2000	860,3	98,42	48,86	858,0	144,10	57,95	856,6	223,44	78,06	856,4	284,94	95,21	853,8	332,39	111,18
3000	858,6	106,36	56,92	856,1	157,16	71,89	854,4	243,94	101,37	853,8	310,57	123,39	850,8	361,09	145,85
4000	856,8	113,56	65,01	854,0	169,67	85,83	851,8	263,74	124,70	850,9	334,96	155,41	847,6	388,29	180,35
5000	854,9	121,25	73,11	851,8	182,61	99,87	849,1	283,91	147,87	848,0	359,38	185,23	844,0	415,96	214,68
$Z_{(mm)}$	$\bar{P}_{(pz)}$	$\frac{\Delta P (P_{z/m})}{\Delta z}$	$\bar{P}_{d(pz)}$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$	$\bar{P}$	$\frac{\Delta P}{\Delta z}$	$\bar{P}_d$
2050	860,3	1,743	4,868	857,7	1,928	4,947	856,5	2,352	5,435	856,2	2,670	5,812	853,6	2,988	6,330
2050	856,8	1,808	5,152	853,8	1,991	5,425	851,6	2,539	6,255	853,5	2,917	6,846	847,3	3,281	7,585



Caractéristiques physiques de l'air (référence IX)



Caractéristiques physiques du gaz carbonique (références IX et X)

BIBLIOGRAPHIE

OUVRAGES GENERAUX

- [I] FORTIER A. - Cours de convection professé à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires.
- [II] KNUDSEN et KATZ - Fluid dynamics and Heat Transfert. Eng. Res. Inst., University of Michigan, 1954.
- [III] SCHLICHTING H. - Boundary Layer Theory. Pergamon Press, New-York, 1955.
- [IV] JAKOB M. - Heat Transfer. John Wiley and Sons, Inc. New-York, 1956.
- [V] RIBAUD G. et BRUN E.A. - La convection forcée de la chaleur en régime d'écoulement turbulent. Mem. Sc. Phys., XLVI, Paris, 1942.
- [VI] VERNOTTE P. - Thermocinétique. Publ. Sc. Techn. du Ministère de l'Air, n° 224, 1949.
- [VII] FORTIER A. - Les pertes de charges et les échanges de chaleur dans les conduites. Chal. Indus. Franç., 1957, 382, p. 115-133.
- [VIII] MARTINOT LAGARDE A. - Similitude physique. Exemples d'application à la mécanique des fluides. Mem. Sc. Phys., LXVI, Paris, 1960.
- [IX] HILSEN RATH J. - Tables of thermal properties of gases. National Bureau of Standards, circular 564 - November 1955.
- [X] Mesures de la conductivité thermique du gaz carbonique. Centre National de la Recherche Scientifique Français (non publié).

OUVRAGES CITES EN REFERENCE

- [1] COLBURN A.P. - A method for correlating forced convection heat transfer data and a comparison with fluid friction. Trans. Americ. Inst. Chem. Eng., 1933, 29, 174-210.
- [2] KARMAN T. - The analogy between fluid friction and heat transfer. Trans. ASME, USA, 1939, 61, 705-710.
- [3] BRUN E.A. - Analogie entre convection et frottement fluide. J. Phys. et le radium, 1945, 6, n° 8, 218-226.
- [4] ECKERT E.R.G., HARTNETT J.P. et BIRKEBACK R. - The calculation of the wall temperature along surfaces which are exposed to a fluid stream when the local heat flow through the surfaces is prescribed. Whright Air Develop. Center TR 57315, 1948.
- [5] DESMON L.G. et SAMS E.W. - Heat transfer from high temperature surfaces to fluids. Correlation of heat transfer data for air flowing in silicon carbide tube with rounded entrance inside diameter of 3/4 inch and effective length of 12 inches. Lewis Flight Prop. Labo, NACA RM E9 D12, june 1949.

- [6] DEISSLER R.G. - Analytical and experimental investigation of adiabatic turbulent flow in smooth tubes. Lewis Flight Prop. Labo, NACA TN 2138, Cleveland, Ohio, July 1950.
- [7] DESMON L.G. , SAMS E.W. - Correlation of forced convection heat transfer data for air flowing in smooth platinum tube with long approach entrance at high surface and inlet air temperature. Lewis Flight Prop. Labo, NACA RM E50 H23, novembre 1950.
- [8] HUMBLE L.V. , LOWDERMILK W.H. et DESMON L.G. - Measurement of average heat transfer and friction coefficients for subsonic flow of air in smooth tubes at high surface and fluid temperature. Lewis Flight Prop. Labo, NACA, Report 1020, décembre 1950.
- [9] DEISSLER R.G. - Investigation of turbulent flow and heat transfer in smooth tubes, including the effects of variable fluid properties. Trans ASME, USA, 1951, 73, n° 2, 101-107.
- [10] SEBAN R.A. et SHIMAZAKI T.T. - Heat transfer to a fluid flowing turbulently in a smooth pipe with walls at constant temperature. Trans ASME, USA, 1951, 73, 803-809.
- [11] DEISSLER R.G. et EIAN C.S. - Analytical and experimental investigation of fully developed turbulent flow of air in a smooth tube with heat transfer with variable fluid properties. Lewis Flight Prop. Labo, NACA, TN 2629, 1952.
- [12] DEISSLER R.G. - Heat transfer and fluid friction for fully developed turbulent flow of air and supercritical water with variable fluid properties. Trans ASME, USA, 1954 76, 73 - 85.
- [13] BRUN A. et BRUNELLO G. - Mesure des coefficients de convection par exploration de la couche limite. Génie chimique, septembre 1955, 74, n° 3.
- [14] RIBAUD G. - Convection calorifique dans un conduit en régime d'écoulement turbulent. C.R. Acad. Sci. Franç., 1956, 248, 8, 959 - 964.
- [15] HOFMANN E. - The general law of heat transfer for turbulent flow in tubes and the significance of the characteristic numbers. Atomic En. Res. Establishment - Harwell, Berkshire, 1957.
- [16] NEWMAN H.J. - Measurements of average heat transfer coefficients for helium and hydrogen flowing in smooth tantalum tubes at high surface temperatures. Los Alamos Scientific Labo., AECU 4507, 1957.
- [17] DURHAM F.P., NEAL R.C. et NEWMAN H.J. - High temperature heat transfer to a gas flowing in heat generating tubes with high heat flux. Reactor Heat Transfer Conference of 1956. TID 7529 (Pt 1) book 2, NDCA, novembre 1957, 502-514.
- [18] SLEICHER C.A. - Heat transfer in a pipe with turbulent flow and arbitrary wall temperature distribution. Trans ASME, USA, 1957, 79, 4, 789-797.
- [19] GELIN P. - Calcul de l'expression du nombre de Margoulis relatifs à l'écoulement d'un fluide incompressible en régime permanent uniforme dans un tube circulaire. Chaleur et Indus. Franç., 1958, 392, 74-80.
- [20] LE FOLL J., GELIN P., de ROBERT E. - Echanges thermiques dans les piles à gaz. Actes de la Conférence de Genève. Sept. 1958.
- [21] FOWLER J. et WARNER C.F. - Measurements of the heat transfer coefficients for hydrogen flowing in a heated tube. Americ. Rocket Soc. Journal, mars 1960.
- [22] MAC CARTHY J.R. and WOLF H. - Forced convection heat transfer to gaseous hydrogen at high heat flux and high pressure in a smooth, round, electrically heated tube. Americ. Rocket. Soc., Journal, avril 1960.
- [23] TAYLOR M.F. et KIRCHGESSNER T.A. - Measurements of heat transfer and friction coefficients for helium flowing in a tube at surface temperature up to 5 900° R. Americ. Rocket Soc. Journal, septembre 1960.
- [24] ALAMI R. et BUTCHER A. - High temperature annulus rig experiments. Dragon project, report n° 33.
- [25] DE LA HARPE A. et PERROUD P. - Etude expérimentale du transfert de chaleur et des pertes de charge avec l'hydrogène gazeux en écoulement turbulent dans un tube et dans un espace annulaire. Comm. à l'Energie Atom. Française, rapport n° 1790, 1960.

- [26] PERROUD P. et REBIERE J. - Etude expérimentale du transfert de chaleur en convection forcée avec le méthane et mesures comparatives des caractéristiques de transfert de chaleur entre le méthane, le gaz carbonique et l'hydrogène. Comm. à l'Energie Atom-Française, note PCBT n° 26, janvier 1961.
- [27] DEISSLER R.G. et PRESTLER A.F. - Computed reference temperature for turbulent variable property heat transfer in a tube for several common gases. 2ème Conférence de Boulder, report n° 68, 1961.
- [28] SEADER J.D. et WOLF H. - Theoretical analysis of heat transfer to gases in smooth, round tubes under conditions of turbulent flow and high flux. Americ. Rocket Soc. Journal, 1961, 31, N° 5.

PHENOMENES D'ENTREE

- [29] BOETLER L.M.K., YOUNG D. et IVERSON H.W. - An investigation of Aircraft Heaters. XXVII. - Distribution of heat transfer rate in the entrance section of a circular tube. Lewis Flight Prop. Labo, NACA, TN 1451, juin 1948.
- [30] POPPENDICK H.F. et PALMER L.D. - Forced convection heat transfer in thermal entrance regions. Part. II. ONRL 914 - Met. and Ceramics, Oak Ridge, Tenn., mai 1952.
- [31] DEISSLER R.G. - Turbulent heat transfer and friction in the entrance regions of smooth passages. Trans ASME, USA, 1955, vol. 77, n° 78, 1221-1223.
- [32] SPARROW E.M., HALLMAN T.M. and SIEGEL R. - Turbulent heat transfer in the thermal entrance region of a pipe with uniform heat flux. Appl. Sci. Res., 1958, 7, section A.
- [33] WOLF H. - Heating and cooling air and carbon dioxide in the thermal entrance region of a circular duct with large gas to wall temperature differences. Trans ASME, USA, 1959, 81 C, n° 4, 267-279.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
Tableau des notations et symboles utilisés	3
INTRODUCTION	5
PREMIERE PARTIE	
Chapitre I - LE MONTAGE EXPERIMENTAL	10
Tube de mesure	10
Tube d'arrivée	12
Enceinte chauffante	12
METHODES DE MESURES	14
Mesure de débit du gaz	14
Mesures de températures.	15
Mesures de pression	18
Mesure de la puissance électrique	20
Mesure du flux thermique	21
Chapitre II - CHOIX DES PARAMETRES DE L'ETUDE.	23
CONDUITE ET REALISATION DES ESSAIS	24
DEUXIEME PARTIE	
Chapitre III - ETUDE EXPERIMENTALE DES ECHANGES DE CHALEUR.....	26
Essai type.	26
Dépouillement des essais	26
ETUDE DES ECHANGES DE CHALEUR EN REGIME THERMIQUE ETABLI	29
Point de vue analytique	29
Détermination de M_0 et a	32
ETUDE DES PHENOMENES D'ENTREE	37
Longueur d'établissement de régime	39

	Pages
Chapitre IV - ETUDE EXPERIMENTALE DU FROTTEMENT	41
ETUDE DU FROTTEMENT EN ECOULEMENT ISOTHERME	42
ETUDE DU FROTTEMENT LORSQUE LE TUBE EST CHAUFFE.....	44
Point de vue analytique	44
CONCLUSION	48
ANNEXE I - Comparaison des résultats expérimentaux établis au cours de cette étude avec les résultats d'ordre expérimental ou théorique publiés par quelques auteurs.....	50
ANNEXE II - Essais à l'air $Re_0 = 70\,000$	55
ANNEXE III - Influence du choix de la pression de référence sur les résultats expérimen- taux	57
Relevés d'essais	58
Caractéristiques physiques de l'air	73
Caractéristiques physiques du gaz carbonique	73
BIBLIOGRAPHIE	74

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

TRANSFERT DE CHALEUR PAR RAYONNEMENT ET CONVECTION ENTRE UNE PAROI ET
UN GAZ POUSSIÉREUX.

Vu et approuvé :

Paris, le 13 décembre 1962

Doyen de la Faculté des Sciences,

M. ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie

de Paris,

Jean ROCHE

IMP. LOUIS-JEAN - GAP

Dépôt légal n° 200 - 1963

